Über
Dispersion ultravioletter Strahlen.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VON DER PHILOSOPHISCHEN FACULTÄT

DER

FRIEDRICH-WILHELMS-UNIVERSITÄT ZU BERLIN

GENEHMIGT

UND

NEBST DEN BEIGEFÜGTEN THESEN

ÖFFENTLICH ZU VERTEIDIGEN

am 3. März 1894

von

Hermann Th. Simon

aus Kirn a. d. Nahe.

OPPONENTEN:

Hr. Cand. phil. F. Rössler.
- Cand. phil. F. Linde.
- Dr. phil. U. Behn.

BERLIN.

Buchdruckerei von Gustav Schade (Otto Francke).

Linienstrasse 158.

Meinem teuren Vater

in Dankbarkeit und Liebe.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535723_0255

§ 1. Einleitung.

Im Band 45 der Wiedemannschen Annalen[1]) hat Herr Rubens eine Arbeit veröffentlicht, welche die Resultate seiner Dispersionsuntersuchungen im ultraroten Teil des Energiespektrums wiedergiebt, wie er sie für eine Reihe von Substanzen, Krystalle, Gläser und Flüssigkeiten erhalten hat. Es ist ihm dort gelungen, an diesen Stoffen die Dispersion bis zur Wellenlänge 6 μ, zum Teil sogar bis 8 μ zu verfolgen.

Die Wichtigkeit, welche eine Prüfung der Dispersionsformeln an der Hand eines möglichst ausgedehnten Beobachtungsmaterials für die elektromagnetische Lichttheorie Maxwells gewonnen hat, lässt jede Bereicherung des betreffenden Materials als eine dankenswerte Aufgabe erscheinen. Insbesondere schien es höchst wünschenswerth, das für die längeren Wellen von Herrn Rubens gegebene Material auch für die abnehmenden Wellen im ultravioletten Gebiet zu ergänzen. Es hat hierauf schon Herr Ketteler[2]) in einer am Anschluss an die Rubenssche Arbeit veröffentlichten theoretischen Untersuchung „Über den Grenzbrechungsexponenten für unendlich lange Wellen“ hingewiesen.

Ich habe es deshalb auf Anregung des Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Kundt unternommen, diese Untersuchungen auszuführen und zwar zunächst nur für die von Herrn Rubens untersuchten Substanzen, denen sich später noch einige für praktische optische Zwecke interessante und wichtige zugesellten.

---

[1]) Rubens, Wied. Ann. 45 p. 238 und Wied. Ann. 46 p. 540.

[2]) Ketteler, Wied. Ann. 46 p. 572.

Die vorliegende Arbeit ist das Resultat dieses Unternehmens. Sie giebt, über 20 verschiedene Stoffe erstreckt, die Werte der Brechungsexponenten für das Gebiet der Wellenlängen von $K_\alpha := 0{,}768\,\mu$ bis zu $0{,}2024\,\mu$, soweit nicht vorher die Absorption eine Grenze setzt.

§ 2. Vorzug einer photographischen Methode vor einer Methode, welche die Fluorescenz als Beobachtungsmittel benutzt.

Das ultraviolette Strahlengebiet ist seit Becquerel von den mannigfachsten Forschern untersucht, teils mit Hülfe seiner chemischen Wirksamkeit, teils mit Hülfe der Fluorescenz. Becquerels Untersuchungen litten noch unter dem lichtabsorbierenden Einfluss des Glases, von welchem sich Stokes[1]) später durch Einführung des Quarzes als optischer Substanz frei machte. Stokes drang so, indem er die Fluorescenz als Beobachtungsmittel benutzte, bis zur Wellenlänge $0{,}185\,\mu$ vor, während gleichzeitig W. A. Miller[2]) mit Hülfe der Photographie über die Beobachtung der Wellenlänge $0{,}202\,\mu$ nicht hinaus kam.

Dieses Übergewicht der Fluorescenz über die Photographie äussert sich weiterhin auch in den zahlreichen Arbeiten Sorets und Sarasins[3]), welche bis $0{,}185\,\mu$ vorgedrungen sind, während Cornu[4]) seine Wellenlängenbestimmungen auf photographischem Wege auch nur bis an $0{,}2\,\mu$ ausdehnen konnte. Auch die neueren

[1]) Stokes, Phil. Transact., Vol. CXLII p. 463, p. 559 (1852) und Vol. CLII p. 599 ff. (1862).

[2]) W. A. Miller, Phil. Transact., Vol. CLII p. 861 ff. (1862).

[3]) Soret und Sarasin, Arch. des sc. phys. 8 p. 5, 79, 201, 1882. Sarasin, Compt. rend. 85 p. 1230, 1877. Arch. des sc. phys. 66 p. 109, 1879. Archiv des sc. phys. (3) 10, p. 303, 1883.

[4]) Cornu, Archives des sc. phys. et nat. III Periode 1, II p. 119 ff. (1879).

Forscher, Liveing und Dewar, Hartley und Adeney, sowie besonders die Herren Kayser und Runge[1]), welche sich die Erforschung und Wellenlängenbestimmung der ultravioletten Metallspektra zur Aufgabe gemacht haben, erreichen nur die Grenze 0,210μ etwa. Ihre Aufnahmen brechen deshalb schon so unverhältnismässig früh ab, weil die Lichtstrahlen bei ihrer Versuchsanordnung eine beträchtliche Luftschicht zu durchdringen haben, die, wie schon Cornu nachgewiesen[2]) und wie sich neuerdings noch sicherer herausgestellt hat, einen grossen, absorbierenden Einfluss besitzt. Dass ich mich dennoch zu dem photographischen Wege entschloss, liegt einesteils in der Erwägung begründet, dass die Messungen eines auf die Platte gebannten Spektrums vor der Beobachtung durch das fluorescierende Okular alles das an Genauigkeit und Sicherheit voraushaben, was objektiven vor subjektiven Methoden immer den Vorzug sichert. Andernteils stellte der grosse Fortschritt der modernen photographischen Technik bessere Erfolge in Aussicht, als sie mit den Mitteln der Miller und Cornu zu erzielen waren. Denn als ich meine Arbeiten begann, hatte Herr V. Schumann in Leipzig bereits seine ersten Veröffentlichungen über die Photographie kleinster Wellenlängen erscheinen lassen, welche der Photographie einen bisher ungeahnten Erfolg vor der Fluorescenz zu sichern versprachen. Herr Schumann[3]) war mit Hülfe einer neuen, noch geheim gehaltenen lichtempfindlichen Platte und durch Evacuieren seines Spektrometers weit über die Grenze des bisher bekannten Spektrums in ein früher ganz unbetretenes Gebiet kleinster Wellen eingedrungen.

---

[1]) H. Kayser und C. Runge, Über die Spektra der Elemente, 6. Abschnitt p. 8. Anhang zu den Abh. der Berliner Akademie 1892.

[2]) Cornu, Comptes rendus 88 p. 1101 und p. 1285 ff. (1879).

[3]) V. Schumann, Photogr. Rundschau (1891).

Ich glaubte deshalb um so weniger zögern zu dürfen, einen photographischen Weg für meine Untersuchungen einzuschlagen, da zu hoffen war, dass die neue Schumannsche Platte bald allgemein zugänglich und auch meinen Untersuchungen förderlich werden würde. Das hat sich leider nicht erfüllt, weshalb auch meine Untersuchungen über die genannte Wellenlänge 0,2024 μ nicht hinausgekommen sind[1]).

Ich habe mir allerdings um so weniger die Erreichung einer besonders kleinen Wellenlänge angelegen sein lassen, da die meisten der untersuchten Stoffe mit ihren Absorptionsbanden weit vor Erreichung der durch die Empfindlichkeit der Platte gesteckten Grenzen einsetzten.

§ 3. Versuche mit Hülfe einer Interferenzmethode.

Es lag am nächsten, die von Herrn Rubens im Ultraroten angewendete Methode auch auf dieses Gebiet der chemisch wirksamen Strahlen zu übertragen. Dafür sprach einerseits der Umstand, dass diese Methode die Wellenlängen ganz unabhängig von den Bestimmungen anderer Forscher mitergiebt, anderseits die Thatsache, dass ähnliche Methoden im Ultravioletten bereits früher angewendet worden sind. So von Becquerel und später von Esselbach[2]) mit Hülfe der Talbotschen Streifen.

a) Beschreibung der Methode.

Herr Rubens beleuchtet den Spalt des Goniometers mit Lichtstrahlen, die durch Reflexion an den beiden inneren Flächen zweier planparallelen Platten zur Inter-

[1]) Eben als ich meine Untersuchungen abgeschlossen, erschienen in den Berichten der Wiener Akademie Bd. CII, 1893 p. 415 ff., 625 ff., 994 ff. die Abhandlungen „Über die Photographie der Lichtstrahlen kleinster Wellenlängen“ I und II, sowie „Über ein neues Verfahren zur Herstellung ultraviolettempfindlicher Platten.“

[2]) E. Esselbach, Pogg. Ann. 98 p. 512.

ferenz gebracht sind. Durch spektrale Zerlegung im Prisma erscheint dann ein Spektrum, das von parallelen Interferenzstreifen quer durchsetzt ist, von denen jeder einer ganz bestimmten, leicht zu berechnenden Wellenlänge entspricht. Es ist nämlich

$$m\lambda_m = 2d\cos\alpha = K,$$

wobei m die Ordnungszahl des Streifens, d den Abstand der beiden planparallelen Platten, α den Incidenzwinkel der Strahlen auf die Plattenebene bedeutet. Die Konstante K bestimmt sich hierbei aus der optischen Beobachtung der Interferenzstreifen des sichtbaren Gebietes, deren Wellenlängen eine graphische Interpolation aus den optisch gemessenen Ablenkungswerten einiger sichtbaren Spektrallinien ergiebt. Durch diese Beobachtungen erhält man zugleich eine Reihe von Gleichungen zur Bestimmung der Ordnungszahlen m von der Form

$$m\lambda_m = (m+1)\lambda_{m+1} = (m+2)\lambda_{m+2} = \ldots\ldots$$

Da die λ hierbei, wie oben erläutert, bestimmt sind, so lässt sich m und somit K berechnen.

b) Bemerkungen zu dem Apparat.

Diese oben angedeutete Methode wurde also zunächst angewendet und zwar folgendermassen:

An Stelle des Okulars im Beobachtungsfernrohr wurde eine kleine Holzcamera angebracht, welche dicht vor der Ebene der photographischen Platte ein Fadenkreuz enthielt, so dass also mit jeder Aufnahme des Spektrums auch ein scharfes Schattenbild des Fadenkreuzes auf der Platte entstand. Mit Hülfe einer Zeiss'schen achromatischen Lupe, die sich auf einem Stativ befestigt vor der Camera aufstellen liess, war es zugleich möglich, das Instrument für optische Beobachtungen zu benutzen, ohne sonst Veränderungen der Einrichtung vorzunehmen, welche die Orientierung stören konnten.

Eine automatische Vorrichtung sorgte, dass der das Fadenkreuz treffende Lichtstrahl das Prisma stets im Minimum der Ablenkung durchsetzte.

Selbstverständlich waren die von den Strahlen zu durchlaufenden optischen Systeme von Quarz oder Flussspath, d. h. von Substanzen, die keine, oder besser geringe Absorption für die Strahlen des ultravioletten Energiegebiets besitzen. Die Objektive des Goniometers z. B. waren zunächst durch einfache Flussspathlinsen ersetzt. Zur Erzeugung der Interferenzen diente der von Herrn Rubens verwendete und von Herrn Ritter[1]) vorher beschriebene Plattenapparat. Seine Aufstellung war natürlich so, dass nur die Quarzseite in den Strahlengang eingeschaltet war. Als Lichtquelle diente eine Bogenlampe Duboscq'scher Konstruktion, welche von dem Strome der Berliner Centrale gespeist wurde.

c) Verfahren bei der Versuchsreihe.

Das Verfahren bei jeder Versuchsreihe war folgendes:

Es wurden im sichtbaren Teil des Spektrums die Ablenkungen möglichst vieler Streifen durch optische Einstellung bestimmt, dann das Fernrohr in eine bestimmte Stellung δ_0 gebracht derart, dass der ultraviolette Teil des Spektrums im Gesichtsfeld stand. Jedoch wurde gesorgt, dass stets einige der blauen, optisch bestimmten Streifen mit auf der Platte erschienen. War die photographische Aufnahme gemacht, so wurden gleich die optischen Einstellungen wiederholt, um festzustellen, ob sich die Interferenzstreifen nicht im Laufe des Versuchs verschoben hätten. In Betracht kommt hierbei besonders die durch Temperaturschwankungen herbeigeführte Änderung des Abstands der planparallelen Platten. Da die

[1]) Ritter, Wied. Ann. 36, p. 236 (1889).

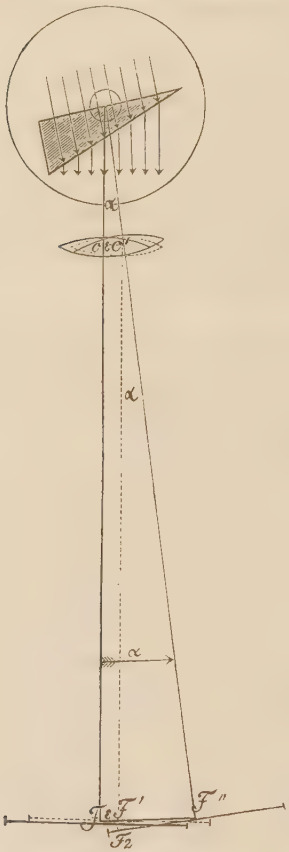
ganze Versuchsreihe keine grosse Zeit in Anspruch nahm, so wurden Temperaturschwankungen, welche diesen Abstand wesentlich verändert hätten, selten geltend. Die so erhaltenen Platten wurden nach dem Trocknen vermessen, d. h. es wurde der Abstand a eines jeden Intensitätsminimums vom Bilde des Fadenkreuzes bestimmt. Und zwar erschien es nach verschiedenen Versuchen am besten, die Platten auf einer in 0,5 mm geteilten Milchglasscala mit der Bildschicht festzulegen und die Abstände der einzelnen Minima direkt mit Hülfe einer Lupe abzulesen. Die Genauigkeit der Ablesung war so 0,02 mm, indem die Zehntel der Teilstriche ganz sicher geschätzt werden konnten.

d) Umrechnung der auf der Platte gemessenen Abstände im Winkel.

Was wir suchen, ist der Ablenkungswinkel δ für jeden Streifen. Derselbe setzt sich zusammen aus dem bekannten Ablenkungswinkel des Fadenkreuzes δ_0 und dem Winkel α, um welchen die Richtung der Ablenkung des Fadenkreuzes mit der Richtung jener Ablenkung δ_0 differiert. Also $\delta = \delta_0 + \alpha$. Zwischen α und den Abständen a besteht ein bestimmter Zusammenhang, welchen man durch folgende Betrachtung erkennt.

Wir nehmen an, der Spalt des Spektrometers werde allein von Strahlen einer einzigen Wellenlänge beleuchtet. Es sei so collimiert, dass durchaus parallele Strahlen aus der Collimatorlinse austreten und in dem Prisma zur Brechung gelangen. Dreht man nun das Fernrohr, bis seine Axenrichtung mit der Richtung der aus dem Prisma austretenden parallelen Strahlen übereinstimmt, so wird in der Brennebene ein Spaltbild entstehen, welches sich genau mit dem Vertikalfaden des Fadenkreuzes deckt, vorausgesetzt, dass derselbe durch den Brennpunkt gelegt ist. Wir denken uns nun eine photographische Platte in der Brennebene festgelegt und auf

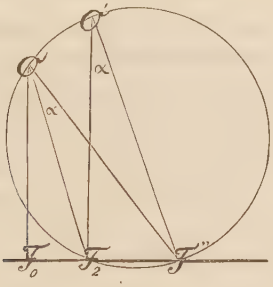
ihr ein Lichtbild des Spaltes zugleich mit dem Schatten des Fadens an der Stelle F erzeugt. Nun machen wir am Teilkreis unseres Instruments eine Verschiebung um den Winkel α. Dann ist leicht einzusehen, dass die so gemachte Verrückung des Fernrohrs zusammen gesetzt betrachtet werden kann aus einer parallelen Translation um die Strecke $\varepsilon = OO' = FF'$ und einer dann folgenden Drehung um den optischen Mittelpunkt O′ der Fernrohrlinse. Nach der Translation ist die Platte mit dem Fernrohr um ε verschoben, also das Bild F nach F′ gewandert. Die Strahlen würden sich jetzt an derselben Stelle der Platte zu einem Spaltbild vereinigen. Lässt man aber nach der dann erfolgten Drehung wieder ein Lichtbild des Spaltes auf der Platte entstehen, so liegt dasselbe an der Stelle F_2, welche dem Schnitt der Verlängerung von O′F′ mit der Plattenebene entspricht. Das erste Bild F′ ist nun mit der Platte und dem Fadenkreuz an die Stelle F″ gerückt. Setzen wir die Strecke $F_2F'' = a$, die Strecke $OF = O'F'' = x$, so ist $\operatorname{tg} \alpha = \frac{a}{x}$.



Nun nehmen wir an, dass neben den jetzt betrachteten auch noch Strahlen einer andern Wellenlänge

vorhanden sind, welche durch das Prisma in der Richtung der Strecke O′F″ gebrochen werden. Die Fernrohraxe soll diese selbe Richtung O′F″ haben. Wir bringen eine Platte in die Brennebene, so erhalten wir jetzt zwei Spaltbilder auf der Platte, das eine bei F″ von den Strahlen der Richtung O′F″, das andere bei F_2 von den Strahlen der Richtung O′F′ erzeugte. Die Entfernung beider ist $a = x \operatorname{tg} \alpha$.

Wäre x bekannt, so würde man zu einem gefundenem a den Winkel α berechnen können, was ja unsere Aufgabe war. x ist für den betrachteten Fall paralleler Lichtbündel = der Brennweite der Fernrohrlinse. Da sich aber im Ultravioletten nie so collimieren lässt, dass man durchaus parallele Strahlen aus dem Spaltrohrobjektiv erhält, so ist x ein empirisch zu bestimmender



Reduktionsfaktor, welcher mit jedem Prisma variiert. Er wurde durch eine Reihe von photographischen Aufnahmen bestimmt, indem einige scharf definierte Spektrallinien bei verschiedenen, um bestimmte Winkel α auseinanderliegenden Fernrohrstellungen auf einer Platte photographiert und ihre Verschiebungen gemessen wurden. Es war dabei natürlich zu beobachten, dass eins der verschiedenen Bilder einer und derselben Linie in die Nähe des Fadenbildes zu liegen kam. Denn seien F_2 und F″ (siehe vorstehende Figur) die vor und nach

einer Fernrohrverschiebung um α^0 erhaltenen Bilder einer und derselben Linie, und liegen F_2 und F'' so wie in Figur, so ist klar, dass $x = \frac{a}{\operatorname{tg} \alpha}$ die Strecke $F_2 O'$ bestimmt, also einen Wert, der um so mehr von dem richtigen Wert $x = OF_0$ abweicht, je weiter F_2 von F_0 entfernt ist.

x ergab sich aus einer Reihe von Messungen zu 250 mm. Demnach entspricht einer auf 0,02 mm genauen Bestimmung der Abstände a eine auf 16″ genaue Bestimmung des Ablenkungswinkels.

Der für jeden auf der Platte gemessenen Abstand a gefundene Winkel α lieferte durch Abziehen oder Addieren zu der Fernrohrstellung δ_0 bei der betreffenden Aufnahme den Ablenkungswinkel δ für den entsprechenden Streifen.

e) Bestimmung der Wellenlängen und der Brechungsindices der Inteferenzstreifen.

Da die Ablenkung einiger sichtbaren Streifen zugleich optisch, wie photographisch gefunden wurde, so war es leicht, die Ordnungszahlen des unsichtbaren Teils an die des sichtbaren anzuschliessen. Somit war die Wellenlänge jedes Streifens von der Ordnung m_x als $\lambda_x = \frac{K}{m_x}$ gegeben.

Die Brechungsexponenten ergeben sich auf folgende Weise:

Die Brechungsformel für die Incidenz unter beliebigem Winkel i ist bekanntlich

$$\operatorname{tg}\left(r - \frac{\alpha}{2}\right) = \operatorname{tg}\frac{\alpha}{2} \operatorname{tg}\left(i - \frac{\delta + \alpha}{2}\right) \operatorname{cotg}\left(\frac{\delta + \alpha}{2}\right)$$

wo i der Einfallswinkel,
δ der Winkel der Ablenkung,
α der brechende Winkel,
r der Brechungswinkel ist.

Nun ist klar, dass i bei der gewählten Anordnung konstant = dem Ablenkungswinkel δ_0 des Fadenkreuzes ist, da ja das Fadenkreuz immer von einem Lichtstrahl getroffen wird, welcher dem Minimum der Ablenkung entspricht.

Berechne ich nun zu diesem konstanten i die Werte von r für eine Reihe von verschiedenen δ und zeichne mir ein Diagramm, mit den Abscissen δ und den Ordinaten $n = \frac{\sin i}{\sin r}$, so kann ich ohne Weiteres für jeden erhaltenen Ablenkungswinkel eines Intensitätsminimums den entsprechenden Brechungsexponenten n ablesen.

f) Diskussion der so erhaltenen Resultate.

Die Resultate, die auf diese Weise erzielt wurden, zeigten bald, dass die von Herrn Rubens angewendete Methode, so gute und sichere Resultate sie auch im Ultraroten ergeben hatte, im Ultravioletten nicht ausreichen werde. Es ist nämlich klar, dass mit kürzer werdender Wellenlänge die Streifen immer weiter auseinander rücken müssen, weil mit der kürzer werdenden Wellenlänge eine unverhältnismässige Zunahme der Dispersion Hand in Hand geht. Dadurch verliert die Schärfe der Interferenzstreifen immer mehr, in dem Maasse, als man in das Ultraviolette hineindringt. Die Streifen werden verschwommen, die Intensität wird geringer, es lässt sich für die brechbareren Wellenlängen die Lage des Minimums auf der Platte durchaus nicht mehr mit der nötigen Schärfe erkennen und messen. Immerhin aber lieferte mir diese Methode eine Dispersionskurve, welche mir ausreichend zu Identificierung der Wellenlängen der später zu Hülfe genommenen Spektrallinien gedient hat.

§ 4. Definitive Methode mit Zuhülfenahme ultravioletter Metallspektra.

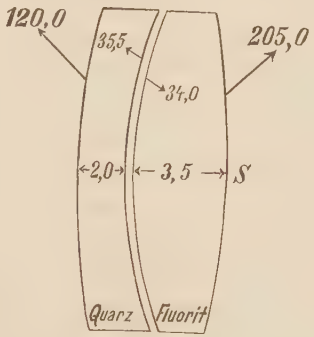
a) Achromatische Quarz-Flussspath-Objektive.

Bei der eben beschriebenen Methode hatten die einfachen Flussspathlinsen genügend scharfe Bilder der Interferenzstreifen innerhalb des ganzen Gesichtsfeldes geliefert. Die ersten Versuche jedoch mit Hülfe ultravioletter Linienspektra zeigten, dass hierbei mit den erwähnten einfachen Linsen nicht auszukommen sei. Man hätte immer nur für sehr kleine Intervalle eine genügende Bildschärfe erhalten können, die man mit ausserordentlichem Zeit- und Plattenaufwand empirisch für jedes neu zu untersuchende Prisma hätte ermitteln müssen.

Ich wandte mich daher an Herrn Czapski der Firma Carl Zeiss in Jena wegen Anfertigung zweier in dem Gebiete 0,35 bis 0,18 μ achromatischen Objektive aus Quarz und Flussspath, wie sie Cornu angegeben und zu seinen Wellenlängenbestimmungen benutzt hat[1]). Nach den Berechnungen des Herrn Czapski wurden die Objektive in der Zeiss'schen Werkstätte in der für diese Firma bekannten vorzüglichen Ausführung hergestellt und erwiesen sich als durchaus tadellos und zweckentsprechend. Sie lieferten scharf definierte Bilder des ganzen Spektrums zwischen 0,36 und 0,202 μ auf einer einzigen Platte. (Siehe Tafel I.) Die chromatische Abweichung innerhalb dieses Intervalls überstieg jedenfalls 2 mm nicht und konnte bei der ziemlich beträchtlichen Brennweite von 25 cm und der kleinen Öffnung der Objektive von 2 cm meist vernachlässigt werden. Nur beim Quarz, wo es nötig wurde, die Bilder des ordinären und extraordinären Strahles scharf

[1]) Cornu, Archives des sciences phys. et nat. (3) Bd. XIII.

zu trennen, mussten für die verschiedenen Teile des Spektrums verschiedene Bildebenen eingestellt werden. Jedoch genügten dabei immer 2 oder 3 verschiedene Einstellungen, um die sämtlichen Partien des Spektrums mit der grössten Schärfe zu erhalten. (Siehe Tafel I, Fig. 2.) Ich lasse hier zur Charakteristik des Systems seine wichtigsten Konstanten folgen, wie ich sie der Liebenswürdigkeit des Herrn Czapski verdanke. Zu Grunde gelegt sind der Rechnung die Werte der Brechungsexponenten, welche Sarasin[1]) veröffentlicht hat. Die Achromasie (Minimum der Brennweite) ist etwa in die Mitte zwischen $\lambda = 0{,}36\ \mu$ und $\lambda = 0{,}18\ \mu$ gelegt. Die Objektive haben eine Oeffnung von 20 mm und folgende Dimensionen (in mm; siehe Figur).



Die Rechnung ergiebt für die Brennpunkte der verschiedenen Wellenlängen und verschiedenen Zonen des Objektivs folgende Abstände von Scheitel S der letzten Fläche:

λ	Axe	Mittelzone	Randzone
0,360	242,05	241,87	241,49
0,186	242,57	243,01	243,24
0,23	240,69		

Die Äquivalentbrennweiten für die gleichen Wellenlängen und Zonen sind:

[1]) Sarasin, Compt. rend. 85, p. 1230 (1877). Arch. des sc. phys. 66, p. 109 (1878). Siehe auch Ketteler, Wied. Ann. 30, p. 310 ff. Sarasin, Archives des sc. phys. (3) 10 p. 303 (1883).

λ	Axe	Mittelzone	Randzone
0,360	244,66	244,70	244,52
0,186	245,13	245,88	246,38
0,230	243,28		

Um einen Begriff von der Vorzüglichkeit dieses optischen Apparats zu geben, füge ich eine Reproduktion einiger mit seiner Hülfe erhaltenen Spektra und ihrer etwa 15fachen Vergrösserung auf Tafel I bei *).

b) Die Methode senkrechter Incidenz.

Die oben kurz beschriebene Methode zur Bestimmung des Brechungsexponenten ist immerhin recht umständlich und erfordert eine ziemliche Menge von Rechnungen, wie ein Blick auf die erwähnte Brechungsformel bei beliebiger Incidenz lehrt. Noch ein anderer wichtiger Umstand drängte darauf hin, eine andere Methode anzuwenden, nämlich die Doppellinien, welche sich bei den ersten Versuchen mit einem Quarzprisma infolge der Doppelbrechung ergaben. (Siehe Tafel I, Figur 2 u. 4)*). Es wurde demnach beschlossen, ein Quarzprisma anzuwenden, dessen einer Schnitt senkrecht zur optischen Axe des Krystalls gelegt war. Auf diesen Schnitt sollten die aus dem Kollimator parallel austretenden Strahlen senkrecht auffallen, so dass die Strahlen das Prisma in der Richtung der optischen Axe durchliefen und erst an der zweiten Grenzfläche zur Brechung gelangten. Es ergab sich freilich nicht das erwartete Resultat. Der extraordinäre Strahl lieferte auch jetzt noch ein zweites Bild neben dem des ordinären, weil es eben, wie schon oben

*) Die Reproduktionen sind leider nicht so gut ausgefallen, wie ich erwartet hatte. Deshalb reichen sie, was Schärfe und Intensität der Linien angeht, nicht im Entferntesten an die Originale heran. Besonders Fig. 4 ist gänzlich misslungen, da die beabsichtigte, durch photographische Vergrösserung leicht zu bewerkstelligende Trennung der Doppellinien durchaus verfehlt erscheint.

erwähnt, unmöglich war, mit durchaus parallelen Strahlen zu arbeiten. Die Methode, auf die ich so geführt war, erwies sich jedoch in der Handhabung soviel einfacher und einwandsfreier als die erste, dass sie für die ganzen Untersuchungen adoptiert wurde.

c) Die Prismen.

Der von Herrn Rubens benutzten, mir zu Gebote stehenden Prismen von 60° konnte ich mich aber nun nicht mehr bedienen, weil sie bei senkrechter Incidenz wegen des grossen Winkels keine Strahlen mehr austreten liessen. Ich trat deshalb wieder mit Herrn Czapski in Verbindung, welcher mir mit gewohnter Bereitwilligkeit die nötigen Prismen von nur 30° aus den noch vorhandenen Materialabschnitten der Rubensschen Prismen schneiden liess.

d) Fehlerquellen und erreichte Genauigkeit.

Die Beobachtungen wurden angestellt an einem Goniometer von Schmidt und Hänsch, dessen Teilkreis mit Hülfe des Nonius die Winkel auf 10″ abzulesen gestattete.

Die durch die Excentricität des Teilkreises verursachten Fehler liegen innerhalb der Grenze von 20″, so dass die Mittel aus mehreren Ablesungen mindestens eine Genauigkeit auf 10″ sichern. Die Justierung der einen Prismenfläche senkrecht zum Kollimatorrohr wurde folgendermassen erreicht:

Zunächst wurde nach Entfernen des Prismentisches das Fadenkreuz des Fernrohrs auf das direkte Spaltbild eingestellt und so die Nullstellung des Fernrohrs festgesetzt. Dann wurde das Fernrohr um die Grösse des brechenden Prismenwinkels abgelenkt und die eine Prismenfläche mittels Gaussschen Okulars senkrecht zum Fernrohr justiert. Dann ist selbstverständlich die andere Fläche senkrecht zum Spaltrohr justiert. Es

war hierbei nicht zu vermeiden, die Einstellung des Fernrohrtubus, der das Okular trägt, zu verändern. Diese Veränderung konnte, wie die Erfahrung zeigte, eine Veränderung der Fadenkreuzstellung zur optischen Axe des Fernrohrs zur Folge haben, welche Fehler der senkrechten Prismenjustierung bis zu 1′ verursachen konnte. Ich überzeugte mich durch den Versuch, dass eine Drehung des Prismas um so kleine Winkel keine Verschiebung des Linienbildes nach sich zog, die nicht innerhalb der sonst durch den Apparat gegebenen Fehlergrenzen geblieben wäre. Diese Fehlerquelle bei der Justierung des Prismas konnte also vernachlässigt werden. Für die Aufnahme selbst aber fiel eine Verschiebung des Fadenkreuzes um 1′ gegen die optische Axe mit seinem ganzen Wert ins Gewicht. Deshalb mussten Mittel gefunden werden, alle nötigen Beobachtungen bei einer während der ganzen Versuchsreihe unveränderlichen Tubuseinstellung vorzunehmen. Durch sorgfältiges Collimmieren und fortgesetzte Probeaufnahmen gelang es, eine Justierung zu ermitteln, welche sowohl scharfe Aufnahmen ergab, als auch ermöglichte, die nötigen optischen Einstellungen ohne irgend eine Veränderung am Fernrohrauszug vorzunehmen. So z. B. die vor und nach jeder Aufnahme vorgenommenen Kontrolleinstellungen auf einige sichtbare blaue Spektrallinien. So besonders die Feststellung des Nullpunktes des Teilkreises für die betreffende Justierung durch direktes Einstellen auf das Spaltbild nach Entfernung des Prismentisches. Die drei Linien, welche ich zu der eben erwähnten Kontrolle meist benutzte, waren die drei blauen Cd-Linien, von den Wellenlängen 0,5086, 0,4800 und 0,4678 μ, welche zugleich auf der Platte ein zur Kontrollmessung hinreichend scharfes Bild lieferten.

Indem ich nun für diese Linien sowohl auf photographischem Wege, wie optisch durch die Methode der

minimalen Ablenkung die Brechungsindices bestimmte, erhielt ich eine scharfe Kontrolle für jede Versuchsreihe, die, über die Gesamtheit der untersuchten Substanzen erstreckt, einen Schluss auf die Genauigkeit meiner Beobachtungen überhaupt zulässt. Ich gebe deshalb hier eine Tabelle der Differenzen der auf den beiden Wegen gefundenen Brechungsexponenten für die erwähnten 3 Cd-Linien. Für Quarz und Flussspath habe ich auf diese Kontrolle verzichten zu können geglaubt, da ich zur Aufstellung ihrer Werte eine so grosse Anzahl von Aufnahmen benutzte, dass dadurch schon ohne Weiteres eine Garantie für die grösstmögliche Genauigkeit gegeben ist.

Die Vorzeichen beziehen sich auf die als standard genommenen optisch bestimmten Werte und sollen nur zeigen, dass die Abweichungen eben so oft in dem einen wie andern Sinne auftreten.

Substanz	Cd 1 a = 0,5089 μ $\delta\,10^5$	Cd 1 b = 0,4800 μ $\delta\,10^5$	Cd 1 c = 4678 μ $\delta\,10^5$
Glas S 204	+ 1	+ 2	— 3
- 0,1151	— 6	— 10	— 6
- 0,1092	+ 8	+ 1	+ 7
- S 179	+ 12	+ 10	+ 7
- 0,1143	+ 6	+ 7	+ 10
- 0,451	+ 5	+ 14	+ 9
- 0,469	— 3	— 7	— 6
- 0,500	+ 3	— 4	— 2
- 0,1442	— 4	— 5	— 2
- 0,1398	— 6	+ 2	— 4
- 0,1230	+ 3	+ 1	+ 2
- 0,1250	+ 8	+ 5	+ 10
Wasser	— 15	— 14	— 11
Xylol	+ 12	+ 14	+ 2
Benzol	+ 11	+ 7	+ 4
	103	103	85
Gesamtmittel	6,9	6,9	5,7
Mittel für die Gläser allein	5,4	5,7	5,7
Für die Flüssigkeiten allein	12,1	11,9	6,2

Es ergiebt sich also der Mittelwert aller Abweichungen zu $6{,}5 \cdot 10^{-5}$, der Mittelwert für die Gläser allein zu $5{,}6 \cdot 10^{-5}$, für die Flüssigkeiten allein zu $10{,}1 \cdot 10^{-5}$. Es ist dabei zu bemerken, dass die photographischen Bestimmungen dieser drei Werte lange nicht den Anspruch auf Genauigkeit erheben, wie die übrigen des ultravioletten Gebiets. Denn da auf die ultravioletten Linien scharf eingestellt war, so erschienen diese drei blauen Cd-Linien meist nur verwaschen auf der Platte. Deshalb zeigen schon die verschiedenen Einstellungen auf der Teilmaschine bei diesen 3 Linien lange nicht die Übereinstimmung, wie die der ultravioletten sonst. Die Flüssigkeiten stellen sich deshalb soviel weniger günstig als die Gläser, weil ihre Brechungsexponenten in ungleich höherem Maasse mit der Temperatur variieren.

Unter der Annahme, dass sich die Fehler in gleicher Weise auf die beiden Bestimmungen verteilen, ergiebt $\frac{6{,}5}{2} = 3{,}25 \cdot 10^{-5}$ die mittlere Abweichung von dem richtigen Werte. Es dürfte daher die Folgerung gestattet sein, dass den so erhaltenen absoluten Werten der Brechungsindices im Ultravioletten eine Genauigkeit auf 4 Dezimalen unbedingt zukommt. Für die Dispersion dürfte nach dem Gesagten eine noch weit höhere Genauigkeit erzielt sein.

Die optischen Aufnahmen sind nach der Methode der minimalen Ablenkung durch Messung des doppelten Ablenkungswinkels mittels je zweier Einstellungen rechts und links gemacht. Für die photographischen Bestimmungen wurden bei den Gläsern und Flüssigkeiten meist drei bis fünf, bei Quarz und Flussspath je acht verschiedene Platten benutzt, wie es jedesmal unten bei den Versuchsergebnissen angegeben ist.

e) Erzeugung der Linienspektra.

Zur Erzeugung der Linienspektra, von denen mir nach längeren Versuchen die des Zinks und Cadmiums als die geeignetsten erschienen, habe ich mancherlei Methoden probiert, habe jedoch bei der definitiven Anordnung ausschliesslich die Bogenlampe benutzt, deren ausgehöhlte positive Kohle mit dem betreffenden Metall angefüllt wurde. Vor der durch den Induktionsfunken, sowohl zwischen Metallelektroden, wie auch zwischen den Elektroden des Fulgurators erhaltenen Strahlenenergie hat diese Methode der Energieerzeugung vor allem die viel grössere Intensität und Sicherheit der Handhabung voraus. Die fremden Beimischungen, welche das so erhaltene Spektrum allerdings verunreinigen, waren für meine Zwecke nicht störend.

f) Das photographische Verfahren und der photographische Apparat.

Meine Aufnahmen sind durchgängig mit Schleussnerschen Platten gemacht. Wurde durch lichtdichte Umhüllung des Apparats fremdes Licht möglichst ausgeschlossen, so lieferte diese Platte sehr schöne, scharf definierte und genügend intensive Linienbilder, wie es die Tafeln zeigen. Entwickelt habe ich teils mit Rodinal, teils mit dem Hesekielschen Eikonogen-Hydrochinonentwickler, welch letzterer sich wegen seines schwarzen dichten Tones günstiger erwies. Die Camera fertigte ich als flaches Holzkästchen, dessen Rückwand ein thürartiger Deckelverschluss bildete.

Ein auf die durchbohrte Vorderwand aufgeschraubter Messingtubus ermöglichte das leichte Aufsetzen auf das Spektrometerrohr. Die Platte lag vor der Mündung dieses Tubus auf zwei Leistchen rechts und links auf und wurde in dieser Lage, dicht vor dem dort angebrachten Fadenkreuz, durch zwei kleine federnde Riegel festgehalten.

g) Die benutzten Spektrallinien.

Die zu meinen Messungen gewählten Zn- und Cd-Linien habe ich mit Hülfe der oben beschriebenen Interferenzmethode, sowie mittels der durch Soret und Sarasin[1]) für Quarz gegebenen Dispersionstabellen identificiert. Ich habe eine über das Spektrum ziemlich gleichmässig verteilte Reihe leicht zu erkennender intensiver Linien benutzt, die ich willkürlich mit den Zeichen 1a, 1b, 1c, 2a, 2b, 2c . . . . . bezeichnet habe, weil sich die Linien, sowohl beim Zn wie bei Cd, fortlaufend in Gruppen von dreien zusammenordnen, die auf der Platte eine immer wiederholte ähnliche Konstellation zeigen. Ich fand, dass durch diese Bezeichnungsweise ihr Wiedererkennen sehr erleichtert wurde. Die Wellenlängen sind nach den höchst genauen Bestimmungen von Kayser und Runge[2]) angegeben, die drei letzten Zn-Linien jenseits 0,214 nach Cornu.

Als Beispiel für die Methode und den Gang der Versuchsreihe, gebe ich im Folgenden eine ganz durchgeführte Aufnahme der Dispersionskurve für O 1230, ein schweres Barium Silicat Crown Glas.

§ 5. Durchgeführtes Beispiel des Versuchsganges.

a) Justierung des Instruments und Aufnahmen.

Die Messung des brechenden Winkels, welche in gewöhnlicher Weise mit Hülfe des Gaussschen Okulars vorgenommen wurde, ergab $\varphi = 28^0\,8'\,53''$. Nachdem das Prisma in der oben angegebenen Weise so justiert war, dass die dem Spaltrohr zugekehrte Fläche senkrecht zur optischen Axe desselben stand, wurde das Okular durch die Camera ersetzt, der Vertikalfaden des Fadenkreuzes sorgfältig parallel zu den Linienbildern gerichtet

[1]) Soret und Sarasin, Arch. des sc. phys. 8. p. 5, 79, 201 (1882).
[2]) Kayser und Runge, loco citato.

und mit Hülfe mehrerer Probeaufnahmen die scharfe Einstellung der Plattenebene in die Bildebene gesucht.

Eine mm-Teilung auf dem Tubus des Fernrohrauszuges, deren Nullpunkt genau in die Plattenebene fiel, ermöglichte es, die betreffende Einstellung zahlenmässig zu fixieren. War die Bildschärfe erreicht, so wurden mit Hülfe des oben erwähnten, vor dem Fadenkreuz aufgestellten Okulars die Ablenkungen der drei blauen Cd-Linien bestimmt, darauf nacheinander 5 Aufnahmen bei verschiedenen Fernrohrstellungen gemacht und endlich zur Gewissheit, dass sich während der Aufnahme nichts am Apparat verschoben hätte, die Ablenkungswinkel der drei blauen Linien nochmals kontrolliert.

b) Bestimmung der Ablenkung δ_0 des Fadenkreuzes.

Die Fernrohrstellungen bei den einzelnen Aufnahmen waren nach der Signatur der Platten für Aufnahme: I 339° 30′; II 339°; III 338° 30′; IV 338° 30′; V 339°.

Nun wurde der Prismentisch entfernt und direkt auf das Spaltbild eingestellt, ohne dass irgend etwas an der Camera und dem Fernrohr verändert wurde. Es ergab sich so der Nullpunkt des Teilkreises für die betreffende Stellung des Fadenkreuzes aus fünf Einstellungen:

359°	56′	40″
„	„	40″
„	„	40″
„	„	40″
„	„	40″
zu 359°	56′	40″

Die Ablenkung δ_0 des Vertikalfadens für eine bestimmte Aufnahme ergiebt sich durch Abziehen der oben angeführten Fernrohrstellung von diesem Nullpunkt.

Zu den Bestimmungen benutzt und vermessen wurden von den 5 Platten oben No. I, III und IV. Für I ist daher die Ablenkung δ_0 des Vertikalfadens; $359^0\,56'\,40'' - 339^0\,30' = 20^0\,26'\,40''$, für III = IV: $\delta_0 = 21^0\,26'\,40''$.

c) Die Messungen auf der Teilmaschine.

Die Vermessung der Platten erfolgte auf einer Teilmaschine von der Ganghöhe 1 mm. Es wurden meist je 5 Einstellungen auf jede Linie gemacht, auf das Vertikalfadenbild jedesmal 10. Bei unserm Beispiel begnügte ich mich mit 3 Einstellungen auf jede Linie, die sich in den folgenden Tabellen darstellen.

Die erste Spalte enthält die Benennung der Spektrallinie, die drei nächsten geben die entsprechenden Einstellungen b_1, b_2, b_3 auf der Teilmaschine, die vierte das Mittel b daraus, die fünfte endlich den Abstand a_I wie er sich aus b_0—b ergiebt. Dabei ist b_0 der Mittelwert aus den 10 Einstellungen auf das Vertikalfadenbild. Der Index I bei a_I bezieht sich auf Platte I.

Platte I.

Benennung	Einstellungen auf der Teilmaschine b_1	b_2	b_3	Mittel b	a_I mm $= b_0 - b$
1a	54,235	,231	,233	54,233	— 1,927
1b	53,803	,800	,800	53,801	— 1,495
1c	35,592	,590	,592	53,591	— 1,285
b_0	52,309 ,307 ,306 ,303	,308	,303 ,304 ,306 ,307	52,306	± 0,000
2a	50,605	,607	,605	50,606	+ 1,700
2b	49,940	,940	,940	49,940	+ 2,366
2c	49,617	,614	,618	49,616	+ 2,690
3a	48,800	,797	,798	48,798	+ 3,508
3b	47,941	,939	,938	47,939	+ 4,367
3c	47,550	,551	,551	47,551	+ 4,755
4a	46,727	,725	,727	46,726	+ 5,580
4b	45,790	,790	,790	45,790	+ 6,516
4c	45,333	,332	,338	45,334	+ 6,972

Die vom Bild des Vertikalfadens aus nach der Seite der zunehmenden λ gerichteten Abstände sind mit negativem Verzeichen versehen, die entgegensetzten mit positiven.

Platte III. (Siehe Tafel I Fig. 5.)

Benennung	Einstellungen auf der Teilmaschine b_1	b_2	b_3	Mittel b	a_{III} mm $= b_0 - b$
1a	57,646	,644	,647	57,646	— 6,234
1b	57,212	,212	,208	57,211	— 5,799
1c	57,004	,004	,000	57,003	— 5,591
2a	54,021	,020	,021	54,021	— 2,609
2b	53,352	,352	,352	53,352	— 1,940
2c	53,026	,027	,024	53,026	— 1,614
3a	52,210	,208	,207	52,208	— 0,786
b_0	51,415 ,410 ,410 ,410	,413 ,413 ,413	,413 ,412 ,414 ,411	51,412	± 0,000
3b	51,350	,352	,352	51,351	+ 0,061
3c	50,957	,960	,961	50,959	+ 0,453
4a	50,142	,137	,139	50,139	+ 1,273
4b	49,197	,200	,199	49,199	+ 2,213
4c	48,747	,745	,746	48,746	+ 2,666

Platte IV.

Benennung	Einstellungen auf der Teilmaschine b_1	b_2	b_3	Mittel b	a_{IV} mm $= b_0 - b$
1a	60,242	,234	,244	60,240	— 6,213
1b	59,807	,806	,812	59,808	— 5,781
1c	59,603	,602	,598	59,601	— 5,574
2a	56,620	,620	,621	56,620	— 2,593
2b	55,949	,954	,947	55,950	— 1,923
2c	55,627	,626	,623	55,625	— 1,598
3a	54,807	,805	,803	54,805	— 0,778
b_0	54,029 ,027 ,027	,027 ,025 ,025	,027 ,030 ,026 ,027	54,027	± 0,000
3b	53,955	,953	,953	53,954	+ 0,073
3c	53,563	,557	,558	53,559	+ 0,468
4a	52,740	,736	,733	52,736	+ 1,291
4b	51,798	,797	,798	51,798	+ 2,229
4c	51,343	,347	,346	51,348	+ 2,679

Aus den auf Platte III und IV gefundenen Abständen a_{III} und a_{IV} wird das Mittel genommen, da die beiden Platten bei der gleichen Fernrohrstellung aufgenommen sind.

d) Umrechnung der gemessenen Abstände a in die Winkel α und Bestimmung der Ablenkungen δ.

Damit die so gefundenen tangentiellen Abstände a in die Winkel α umgerechnet werden können, muss wieder der Abstand x der Platte vom optischen Mittelpunkt des Fernrohrobjektivs bekannt sein. Derselbe bestimmt sich hier bei jeder Versuchsreihe ohne Weiteres mit. Da nämlich die verschiedenen Aufnahmen bei Fernrohrstellungen gemacht wurden, die um ganz bestimmte Winkel α auseinander liegen, so ergiebt die Differenz $a' = a_1 - a_2$ der bei den verschiedenen Aufnahmen gefundenen Linienabstände vom Vertikalfadenbild die gesuchte Grösse x aus

$$x = \frac{a'}{\operatorname{tg} \alpha}$$

Natürlich dürfen zu dieser Bestimmung, wie oben schon gesagt, nur Linien benutzt werden, die auf einer der Platten nahe bei dem Vertikalfadenbild liegen. Ich pflegte bei dieser Bestimmung einen Intervall von 2 mm rechts und links vom Fadenbild nicht zu überschreiten. So bei unserm Beispiel:

Benennung	a_{III} u. a_{IV} / a_1	a_I / a_2	a'
2b	— 1,931 mm	+ 2,366 mm	4,297 mm
2c	— 1,606	+ 2,690	4,296
3a	— 0,787	+ 3,508	4,295
3b	+ 0,067	+ 4,367	4,300
3c	+ 0,460	+ 4,755	4,295
4a	+ 1,282	+ 5,580	4,298
	a_I / a_2	a_{III} u. a_{IV} / a_1	a'
1a	— 1,927	— 6,223	4,296
1b	— 1,495	— 5,790	4,295
1c	— 1,285	— 5,582	4,297
2a	+ 1,700	— 2,601	4,301

Im Mittel $a' = 4{,}297$ mm. Die Differenz α der Fernrohrablenkungen für beide Aufnahmen ist $339^0\ 30' - 338^0\ 30' = 1^0$, also der gesuchte Abstand:

$$x = \frac{4{,}227}{\text{tg } 1^0} = 246{,}1 \text{ mm}$$

Mit Hülfe dieses Faktors ergeben sich zu den Tangenten die in den unten folgenden Tabellen aufgeführten Winkelwerte α. Zur Erleichterung der Umrechnung benutzte ich ein Diagramm, welches als Abscissen die Tangenten a, als Ordinaten die Winkel α enthält. Innerhalb der engen Grenzen, in denen sich diese Winkelwerte bewegen, sind sie linear von den Tangenten abhängig, so dass die Berechnung weniger Wertepaare a und α für gegebenes x genügt, das Diagramm zu definieren.

Die erste Columne der unten stehenden Tabellen giebt die Signatur der Linie, die zweite den dazu gefundenen Abstand a auf der Platte, die dritte den entsprechenden Winkel α, die vierte schliesslich die Ablenkung δ selbst, indem die Grössen α der dritten Columne entsprechend ihrem Vorzeichen, d. h. ihrer Lage zum Fadenbild, zu dem Ablenkungswinkel δ_0 des Fernrohrs bei der betreffenden Aufnahme addiert bezw. davon abgezogen wurden. Für die Platten III und IV war dieser Ablenkungswinkel oben gefunden als $\delta_0 = 21^0$ 26′ 40″, für I als $\delta_0 = 20^0$ 26′ 40″.

Platte I.

Cd.	x = 246 mm $\delta_0 = 20^0$ 26′ 40″		
	a_I mm	α	$\delta = \delta_0 + \alpha$
1a	— 1,927	— 26′ 57″	19° 59′ 43″
1b	— 1,495	— 20′ 52″	20° 5′ 48″
1c	— 1,285	— 17′ 53″	20° 8′ 47″
Faden	0,000	0° 0′ 0″	
2a	1,700	23′ 48″	20° 50′ 28″
2b	2,366	33′ 1″	20° 59′ 41″
2c	2,690	37′ 36″	21° 4′ 16″
3a	3,508	49′ 5″	21° 15′ 45″
3b	4,367	1° 1′	21° 27′ 40″
3c	4,755	1° 6′ 21″	21° 33′ 1″
4a	5,580	1° 17′ 56″	21° 44′ 36″
4b	6,516	1° 31′	21° 57′ 40″
4c	6,972	1° 37′ 23″	22° 4′ 3″

Platten III und *IV*.

Cd	x = 246 mm $\delta_0 = 21^\circ\ 26'\ 40''$		
	a_{III} u. a_{IV} mm	α	$\delta = \delta_0 + \alpha$
1a	— 6,223	$-1^\circ\ 26'\ 54''$	$19^\circ\ 59'\ 46''$
1b	— 5,790	$-1^\circ\ 20'\ 52''$	$20^\circ\ 5'\ 48''$
1c	— 5,582	$-1^\circ\ 17'\ 57''$	$20^\circ\ 8'\ 43''$
2a	— 2,601	— $36'\ 20''$	$20^\circ\ 50'\ 20''$
2b	— 1,931	— $27'\ 1''$	$20^\circ\ 59'\ 39''$
2c	— 1,606	— $22'\ 27''$	$21^\circ\ 4'\ 13''$
3a	— 0,787	— $10'\ 54''$	$21^\circ\ 15'\ 46''$
Faden	0,000	$0^\circ\ 0'\ 0''$	
3b	0,067	$52''$	$21^\circ\ 27'\ 32''$
3c	0,460	$6'\ 22''$	$21^\circ\ 33'\ 2''$
4a	1,282	$17'\ 50''$	$21^\circ\ 44'\ 30''$
4b	2,221	$31'$	$21^\circ\ 57'\ 40''$
4c	2,672	$37'\ 20''$	$22^\circ\ 4'\ 0''$

Die Übereinstimmung der Ablenkungswinkel bei beiden Bestimmungen dürfte auch hohen Ansprüchen gerecht werden.

e) Beobachtungstabelle.

Die Brechungsexponenten ergeben sich aus dem Ablenkungswinkel δ und dem brechenden Winkel φ als

$$n = \frac{\sin(\varphi + \delta)}{\sin \varphi}.$$

Es folgt nun eine Tabelle der Beobachtungsresultate für unser Beispiel 0.1230.

0.1230. Schweres Baryt Crownglas.

Brechender Winkel: $\varphi = 28^\circ\ 8'\ 53''$

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 4c = 0,283 701 μ

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Kurve: Siehe Tafel III h ($n = f(\lambda)$).

Linie	δ	n	λ
	Ultrarot nicht bestimmt		
K_α	$16^\circ\ 39'\ 35''$	1,56731	0,768 μ
C	$16^\circ\ 45'\ 47''$	1,57073	0,6563 -
D	$16^\circ\ 51'$	1,57363	0,5892 -
Tl_α	$16^\circ\ 56'\ 50''$	1,57687	0,5349 -
Cd 1a	$17^\circ\ 0'\ 25''$	1,57883	0,5086 -
F	$17^\circ\ 3'\ 57''$	1,58079	0,4861 -

Linie	δ	n	λ
Cd 1b	17° 4′ 57″	1,58132	0,4800 μ
Cd 1c	17° 7′ 7″	1,58253	0,4678 -
H_γ	17° 14′ 20″	1,58651	0,4340 -
Cd 2a	20° 50′ 23″	1,59951	0,361066 μ
- 2b	20° 59′ 40″	1,60326	0,346633 -
- 2c	21° 4′ 14″	1,60510	0,340374 -
- 3a	21° 15′ 46″	1,60973	0,326117 -
- 3b	21° 27′ 35″	1,61446	0,313329 -
- 3c	21° 33′ 2″	1,61664	0,308103 -
- 4a	21° 44′ 32″	1,62122	0,298075 -
- 4b	21° 57′ 40″	1,62642	0,288088 -
- 4c	22° 4′ 1″	1,62893	0,283701 -

Es ist zu beachten, dass die δ von K_α bis H_γ nach der Methode der minimalen Ablenkung gefunden sind, dass sich n aus ihnen und φ also nach der Formel:

$$n = \frac{\sin\left(\frac{\varphi+\delta}{2}\right)}{\sin\frac{\varphi}{2}}$$ bestimmt.

§ 6. Beobachtungstabellen sämtlicher untersuchter Substanzen.

Zur Untersuchung kamen im ganzen 20 Substanzen, Krystalle, Gläser und Flüssigkeiten in folgender Auswahl:

I. Von Krystallen: Quarz und Flussspath.

II. von Gläsern aus dem glastechnischen Laboratorium von Schott und Genossen in Jena 13 Sorten:

1. S. 204. Borat-Crown.
2. O. 1151. Silicat-Crown mit hoher Dispersion.
3. O. 1092. Leichtes Baryt-Crown.
4. S. 179. Mittleres Phosphat-Crown.
5. O. 1143. Schweres Baryt-Crown.
6. O. 451. Gewöhnliches Leichtflint.
7. O. 469. Schweres Silicat-Flint.
8. O. 500. Schwereres Silicat-Flint.
9. S. 163. Schwerstes Silicat-Flint.

10. O. 1398. Alkalihaltiges Baryt-Blei-Glas mit einem Kieselsäuregehalt von etwa 50%.
11. O. 1250. Natron-Glas mit mässigem Bleigehalt.
12. O. 1230. Schweres Baryt-Crownglas.
13. O. 1442. Sehr schweres Baryt-Crownglas.

III. von Flüssigkeiten:

1. Wasser.
2. Benzol.
3. Xylol.
4. Schwefelkohlenstoff.
5. α-Monobromnaphtalin.

Um eine vollständige Übersicht zu geben, sind auch die Werte für das Ultrarote nach Herrn Rubens angegeben. Die Rubensschen Kurven schliessen an die meinigen meist recht gut an. Wo Unstetigkeit des Übergangs auftritt, gehen jedenfalls die Richtungen beider Kurven stetig in einander über, d. h. die eine Kurve erscheint gegen die andern um einen konstanten kleinen Betrag verschoben. Diese konstante Verschiebung erklärt sich ungezwungen aus einer wohl unerlässlichen geringen Verschiedenheit des Prismenmaterials bei beiden Beobachtungen, sowie aus kleinen Beobachtungsfehlern. Denn die Rubenssche Methode hatte sich naturgemäss nicht die Genauigkeit bei der Bestimmung der absoluten Werte der Brechungsexponenten zur Aufgabe gemacht, wie sie mit Hülfe von Spektrallinien zu erzielen war.

Entsprechend dem oben für 0.1230 gegebenem Schema ist nun das gesamte Beobachtungsmaterial in den folgenden Tabellen niedergelegt.

Die erste Kolumne der Tabellen enthält wieder das Kennzeichen der Linie, die zweite das Mittel der Winkelablenkungen δ aus allen benutzten Platten, die dritte den Brechungsexponenten n, die vierte die Wellenlänge λ.

I. Krystalle.

1. Quarz. (Ordinärer Strahl.)

Brechender Winkel: $\varphi = 31^0\,45'\,57''$.

Kleinste erreichte Wellenlänge; Zn 0,20243 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 8.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIa.

Die Kurve berührt mit vorzüglicher Stetigkeit alle Beobachtungspunkte.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60^0\,21'$	$38^0\,35'$	1,5160	2,348 μ
	$39^0\,5'$	1,5216	1,957 -
	$27'$	1,5257	1,679 -
	$44\frac{1}{2}'$	1,5287	1,468 -
	$56'$	1,5310	1,305 -
	$40^0\,4'$	1,5325	1,174 -
	$12\frac{1}{2}'$	1,5342	1,067 -
	$19'$	1,5353	0,979 -
	$25'$	1,5364	0,904 -
	$31'$	1,5376	0,839 -
K_α	$18^0\,3'$	1,53897	0,768 μ
C	$18^0\,8'\,55''$	1,54181	0,6563 -
D	$18^0\,13'\,50''$	1,54416	0,5892 -
Tl_α	$18^0\,18'\,57''$	1,54664	0,5349 -
F	$18^0\,25'$	1,54958	0,4861 -
H_γ	$18^0\,34'\,2''$	1,55390	0,4340 -
K_β		1,55692	0,404 -
Zn	$23^0\,34'$	1,56224	0,368363 μ
-	$23^0\,54'\,49''$	1,56881	0,334513 -
-	$24^0\,17'\,46''$	1,57595	0,307219 -
-	$24^0\,48'\,54''$	1,58544	0,280100 -
-	$25^0\,6'\,10''$	1,59067	0,268429 -
-	$25^0\,18'\,53''$	1,59454	0,260865 -
-	$25^0\,31'\,13''$	1,59820	0,254253 -
-	$25^0\,36'\,39''$	1,59981	0,251600 -
-	$25^0\,53'\,5''$	1,60461	0,243994 -
-	$26^0\,4'\,18''$	1,60804	0,23938 -
-	$27^0\,2'\,40''$	1,62496	0,21935 -
-	$27^0\,40'\,17''$	1,63561	0,20988 -
-	$27^0\,59'\,46''$	1,64105	0,20610 -
-	$28^0\,18'\,22''$	1,64659	0,20243 -

Einen Vergleich dieser Werte mit den von Sarasin mit Hülfe der Fluorescenz gefundenen giebt die folgende Tabelle, soweit sich die von Sarasin benutzten Linien in den Wellenlängenbestimmungen der Herren Kayser und Runge wiederfinden lassen.

Spalte 1 enthält die Benennung der Linie, wie sie Mascart eingeführt hat, Spalte 2 ihre Wellenlänge nach Kayser und Runge, Spalte 3 ihren Brechungsexponenten nach Sarasin, Spalte 4 denselben nach der graphischen Interpolation aus meinen Beobachtungen, Spalte 5 endlich die Differenz beider.

Benennung	λ	n_1 Sarasin	n Simon	$n - n_1$ $\delta \cdot 10^5$
Cd 9	0,36106	1,56348	1,56355	+ 7
- 10	0,34663	1,56617	1,56635	+ 18
- 11	0,34037	1,56744	1,56761	+ 17
- 12	0,32526	1,57094	1,57100	+ 6
- 18	0,25731	1,59624	1,59630	+ 6
- 23	0,23129	1,61402	1,61410	+ 8
- 25	0,21946	1,62502	1,62500	— 2
- 26	0,21444	1,63040	1,63050	+ 10
Zn 27	0,20988	1,63569	1,63561	— 8
- 28	0,20610	1,64041 (?)	1,64105	+ 64
- 29	0,20241	1,64566	1,63569	+ 3

Abgesehen von 28 ist die Übereinstimmung eine recht gute zu nennen. Die graphische Darstellung dokumentiert den von mir beobachteten Wert n_{28} ganz unzweifelhaft als einen Punkt meiner Kurve $n = f(\lambda)$. Ich kann die Abweichung bei dieser Wellenlänge also nur auf Rechnung des Sarasinschen Wertes gelten lassen, welcher aus dem stetigen Verlauf der Kurve ganz bedeutend herausfällt.

2. *Flussspath*:

Brechender Winkel: $\varphi = 29^0\,54'\,36''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Zn 0,20243 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 8.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIb.

Es wurden sowohl die Zn- wie die Cd-Linien benutzt und ergab sich auch hier eine Kurve von vorzüglicher Stetigkeit durch alle Beobachtungspunkte.

Linie	δ	n	λ
$\varphi = 59^\circ 59' 30''$ Nach Rubens und Snow[1])	$27^\circ 5'$	1,378	8,07 μ
	$28^\circ 30'$	1,396	6,46 -
	$29^\circ 4'$	1,403	5,38 -
	$29'$	1,408	4,62 -
	$46'$	1,4117	4,035 -
	$30^\circ 13'$	1,4174	3,225 -
	$29'$	1,4205	2,689 -
	$38'$	1,4224	2,303 -
	$46'$	1,4240	2,019 -
	$51'$	1,4250	1,792 -
	$55\frac{1}{2}'$	1,4260	1,613 -
	$59'$	1,4267	1,466 -
	$31^\circ 2'$	1,4272	1,345 -
	$4'$	1,4277	1,240 -
	$6'$	1,4281	1,152 -
	$8'$	1,4286	1,076 -
	$10'$	1,4290	1,009 -
	$12'$	1,4294	0,950 -
	$14\frac{1}{2}'$	1,4299	0,896 -
	$17'$	1,4303	0,850 -
	$19'$	1,4307	0,807 -
K_α	$13^\circ 25' 46''$	1,43089	0,768 μ
C	$13^\circ 28' 45''$	1,43244	0,6563 -
D	$13^\circ 31' 18''$	1,43379	0,5892 -
Tl_α	$13^\circ 34' 15''$	1,43536	0,5349 -
Cd 1a	$13^\circ 35' 47''$	1,43614	0,5086 -
F	$13^\circ 37' 25''$	1,43698	0,4861 -
Cd 1b	$13^\circ 37' 55''$	1,43724	0,4800 -
Cd 1c	$13^\circ 39'$	1,43782	0,4678 -
H_γ	$13^\circ 42' 35''$	1,43968	0,4340 -
Cd	$16^\circ 12' 26''$	1,44547	0,36304 μ
-	$16^\circ 16' 27''$	1,44708	0,346633 -
-	$16^\circ 18' 22''$	1,44785	0,340374 -
Zn	$16^\circ 20' 22''$	1,44868	0,334513 -

[1]) Rubens und Snow, Wied. Ann. 46, p. 540.

Linie	δ	n	λ
Cd	16° 23′ 22″	1,44988	0,325263 μ
-	16° 28′ 0″	1,45173	0,313329 -
-	16° 30′ 17″	1,45265	0,308103 -
Zn	16° 30′ 44″	1,45282	0,307219 -
Cd	16° 34′ 46″	1,45447	0,298075 -
-	16° 39′ 54″	1,45653	0,288088 -
-	16° 42′ 22″	1,45791	0,281866 -
Zn	16° 44′ 44″	1,45846	0,280100 -
Cd	16° 46′ 44″	1,45927	0,276399 -
Zn	16° 52′ 20″	1,46150	0,268429 -
Cd	16° 52′ 31″	1,46157	0,267765 -
Cd	16° 55′ 23″	1,46274	0,263963 -
Zn	16° 57′ 55″	1,46373	0,260865 -
Cd	16° 59′ 50″	1,46450	0,258033 -
Zn	17° 2′ 54″	1,46572	0,254253 -
-	17° 7′ 22″	1,46748	0,249167 -
Cd	17° 8′ 48″	1,46805	0,247415 -
Zn	17° 12′ 42″	1,46961	0,243994 -
Cd	17° 24′ 36″	1,47432	0,232935 -
-	17° 35′ 54″	1,47879	0,223993 -
-	17° 50′ 16″	1,48444	0,214445 -
Zn	17° 57′ 36″	1,48735 (?)	0,20988 -
-	18° 5′ 26″	1,49031	0,20610 -
-	18° 13′ 0″	1,49332	0,20243 -

Vergleich der gefundenen Werte mit den Sarasinschen:

Benennung	λ	n_I Sarasin	n Simon	$n - n_I$ $\delta \cdot 10^5$
Cd 9	0,36106	1,44535	1,44549	+ 14
- 10	0,34663	1,44697	1,44708	+ 11
- 11	0,34037	1,44775	1,44785	+ 10
- 12	0,32526	1,44987	1,44988	+ 1
- 18	0,25731	1,46476	1,46473	— 3
- 23	0,23129	1,47517	1,47500	— 17
- 25	0,21946	1,48150	1,48140	— 10
- 26	0,21444	1,48462	1,48449	— 13
- 27	0,20988	1,48765	1,48735 (?)	— 30
- 28	0,20610	1,49041	1,49031	— 10
- 29	0,20241	1,49326	1,49332	+ 6

Mit Ausnahme von 27 ist auch hier die Übereinstimmung eine recht befriedigende. Bei meiner Bestimmung des Index n_{27} scheint ein Fehler untergelaufen zu

sein, da dieser Wert aus dem stetigen Verlauf der Kurve herausfällt. Dadurch würde die unverhältnismässig grosse Abweichung von dem Sarasinschen Werte seine Erklärung finden.

II. Gläser.

Untersucht wurden zunächst die 9 Glassorten, welche von Herrn Rubens im Ultraroten untersucht sind, dann weitere 4 auf Wunsch des Herrn Dr. Schott wegen des praktischen Interesses, welches sie bieten.

1. S. 204. Borat Crown:

Brechender Winkel: $\varphi = 29^0\,56'$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 5a $= 0{,}276\,399\ \mu$.
Anzahl der benutzten Platten: 4.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIa.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 59^0\,58'$	$35^0\,52'$	1,4851	1,977 μ
	$36^0\,19'$	1,4903	1,695 -
	$36^1/_2{}'$	1,4937	1,484 -
	$49^1/_2{}'$	1,4963	1,320 -
	$59'$	1,4981	1,185 -
	$37^0\,6'$	1,4994	1,080 -
	$13^1/_2{}'$	1,5010	0,990 -
	$21'$	1,5023	0,913 -
	$27'$	1,5034	0,847 -
	$33'$	1,5046	0,792 -
	$38'$	1,5056	0,741 -
K_α	$15^0\,47'\,15''$	1,50426	0,768 μ
C	$15^0\,53'\,10''$	1,50742	0,6563 -
D	$15^0\,58'\,27''$	1,51007	0,5892 -
Tl_α	$16^0\,3'\,50''$	1,51287	0,5349 -
Cd 1a	$16^0\,6'\,56''$	1,51447	0,5086 -
F	$16^0\,10'\,5''$	1,51610	0,4861 -
Cd 1b	$16^0\,11'\,5''$	1,51662	0,4800 -
Cd 1c	$16^0\,13'\,8''$	1,51769	0,4678 -
H_γ	$16^0\,19'\,26''$	1,52092	0,4340 -

Linie	δ	n	λ
Cd	19° 55′ 23″	1,53195	0,361066 μ
-	20° 3′ 45″	1,53509	0,346633 -
-	20° 7′ 47″	1,53660	0,340374 -
-	20° 18′ 7″	1,54046	0,326117 -
-	20° 28′ 48″	1,54444	0,313329 -
-	20° 33′ 41″	1,54625	0,308103 -
-	20° 43′ 58″	1,55005	0,298075 -
-	20° 55′ 40″	1,55437	0,288088 -
-	21° 1′ 24″	1,55648	0,283701 -
-	21° 11′ 44″	1,56027	0,276399 -

2. *O. 1151. Silicat Crown mit hoher Dispersion.*
Brechender Winkel: $\varphi = 29° 55' 40''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,298075 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 3.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIb.

Linie	δ	n	δ
Nach Rubens $\varphi = 60° 0'$	36° 48½′	1,4956	2,120 μ
	37° 8′	1,4985	1,820 -
	23½′	1,5025	1,593 -
	34′	1,5045	1,415 -
	42½′	1,5060	1,275 -
	49½′	1,5075	1,160 -
	56′	1,5087	1,063 -
	38° 3′	1,5098	0,982 -
	8′	1,5110	0,912 -
	14′	1,5121	0,851 -
	20½′	1,5132	0,798 -
K_α	16° 5′ 12″	1,51368	0,768 μ
C	16° 11′ 50″	1,51712	0,6563 -
D	16° 17′ 27″	1,52002	0,5892 -
Tl_α	16° 23′ 42″	1,52327	0,5349 -
Cd 1a	16° 27′ 32″	1,52525	0,5086 -
F	16° 31′ 12″	1,52715	0,4861 -
Cd 1b	16° 32′ 30″	1,52782	0,4800 -
Cd 1c	16° 34′ 50″	1,52903	0,4678 -
H_γ	16° 42′ 44″	1,53312	0,4340 -
Cd	20° 34′ 22″	1,54664	0,361066 μ
-	20° 45′ 17″	1,55068	0,346633 -
-	20° 50′ 33″	1,55262	0,340374 -
-	21° 4′ 21″	1,55770	0,326117 -
-	21° 19′ 2″	1,56307	0,313329 -
-	21° 25′ 52″	1,56556	0,308103 -
-	21° 40′ 38″	1,57093	0,298075 -

3. O. 1092. Kalk-Silicat Crown.

Brechender Winkel: $\varphi = 29^\circ\ 55'\ 6''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,276399 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 3.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIc.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60^\circ\ 0'$	$36^\circ\ 42'$	1,4944	2,200 μ
	$37^\circ\ 3'$	1,4985	1,832 -
	$16\frac{1}{2}'$	1,5010	1,572 -
	$27'$	1,5031	1,375 -
	$35'$	1,5046	1,222 -
	$42\frac{1}{2}'$	1,5060	1,100 -
	$49'$	1,5073	1,000 -
	$55'$	1,5084	0,917 -
	$38^\circ\ 1'$	1,5096	0,846 -
	$7'$	1,5107	0,786 -
K_α	$16^\circ\ 0'\ 32''$	1,51143	0,768 μ
C	$16^\circ\ 6'\ 22''$	1,51446	0,6563 -
D	$16^\circ\ 11'\ 15''$	1,51698	0,5892 -
Tl_α	$16^\circ\ 16'\ 30''$	1,51971	0,5349 -
Cd 1a	$16^\circ\ 19'\ 37''$	1,52132	0,5086 -
F	$16^\circ\ 22'\ 50''$	1,52299	0,4861 -
Cd 1b	$16^\circ\ 23'\ 55''$	1,52354	0,4800 -
Cd 1c	$16^\circ\ 25'\ 47''$	1,52451	0,4678 -
H_γ	$16^\circ\ 32'\ 17''$	1,52788	0,4340 -
Cd	$20^\circ\ 13'\ 8''$	1,53897	0,361066 μ
-	$20^\circ\ 21'\ 40''$	1,54215	0,346633 -
-	$20^\circ\ 25'\ 48''$	1,54369	0,340374 -
-	$20^\circ\ 36'\ 11''$	1,54755	0,326117 -
-	$20^\circ\ 47'\ 7''$	1,55159	0,313329 -
-	$20^\circ\ 52'\ 5''$	1,55343	0,308103 -
-	$21^\circ\ 2'\ 26''$	1,55723	0,298075 -
-	$21^\circ\ 14'\ 23''$	1,56161	0,288088 -
-	$21^\circ\ 20'\ 8''$	1,56372	0,283701 -
-	$21^\circ\ 30'\ 29''$	1,56759	0,276399 -

4. S. 179. Mittleres Phosphat-Crown

Brechender Winkel: $\varphi = 29^\circ\ 55'\ 16''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: 0,326117 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 5.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IId.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60^0\,0'$	40° 35′	1,5386	2,020 μ
	41° 1′	1,5434	1,732 -
	16′	1,5462	1,515 -
	26′	1,5480	1,364 -
	34′	1,5495	1,213 -
	42½′	1,5510	1,100 -
	49′	1,5523	1,010 -
	54½′	1,5532	0,933 -
	42° 0′	1,5543	0,867 -
	6′	1,5554	0,810 -
	12′	1,5565	0,757 -
K_α	17° 27′ 46″	1,55651	0,768 μ
C	17° 33′ 42″	1,55957	0,6563 -
D	17° 38′ 32″	1,56207	0,5892 -
Tl_α	17° 43′ 47″	1,56476	0,5349 -
Cd 1a	17° 47′	1,56643	0,5086 -
F	17° 49′ 57″	1,56794	0,4861 -
Cd 1b	17° 50′ 57″	1,56847	0,4800 -
Cd 1c	17° 52′ 57″	1,56949	0,4678 -
H_γ	17° 59′ 15″	1,57273	0,4340 -
Cd	22° 14′ 32″	1,58330	0,361066 μ
-	22° 22′ 58″	1,58632	0,346633 -
-	22° 27′ 1″	1,58776	0,340374 -
-	22° 37′ 12″	1,59138	0,326117 -

5. O. 1143. Schweres Baryum-Silicat-Crown.

Brechender Winkel: $\varphi = 29^0\,57'\,10''$.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,283701 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIe.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60^0\,0'$	41° 36′	1,5499	2,113 μ
	58½′	1,5539	1,811 -
	42° 15′	1,5571	1,584 -
	24′	1,5587	1,406 -
	33′	1,5603	1,267 -
	41′	1,5622	1,150 -
	48′	1,5630	1,055 -
	54′	1,5641	0,975 -
	43° 0′	1,5652	0,905 -
	7′	1,5665	0,845 -
	13′	1,5676	0,791 -

Linie	δ	n	λ
K_α	17° 50′ 57″	1,56782	0,768 μ
C	17° 57′ 30″	1,57120	0,6563 -
D	18° 3′ 25″	1,57422	0,5892 -
Tl_α	18° 9′ 45″	1,57746	0,5349 -
Cd 1a	18° 13′ 26″	1,57938	0,5086 -
F	18° 17′ 7″	1,58126	0,4861 -
Cd 1b	18° 18′ 19″	1,58188	0,4800 -
Cd 1c	18° 20′ 37″	1,58306	0,4678 -
H_γ	18° 28′ 27″	1,58710	0,4340 -
Cd	23° 4′ 43″	1,60022	0,361066 μ
-	23° 15′ 31″	1,60399	0,346633 -
-	23° 20′ 48″	1,60583	0,340374 -
-	23° 34′ 6″	1,61045	0,326117 -
-	23° 48′	1,61525	0,313329 -
-	23° 54′ 22″	1,61744	0,308103 -
-	23° 8′ 2″	1,62213	0,298075 -
-	24° 23′ 34″	1,62742	0,288088 -
-	24° 31′ 6″	1,62997	0,283701 -

6. O. 451. Leichtes Silicat-Flint.

Brechender Winkel: 29° 57′ 24″.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,298075 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIf.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60° 0'$	41° 4′	1,5430	2,490 μ
	23′	1,5477	2,076 -
	44′	1,5514	1,780 -
	42° 0′	1,5540	1,556 -
	10′	1,5561	1,382 -
	20′	1,5580	1,246 -
	28′	1,5594	1,132 -
	36′	1,5608	1,038 -
	44′	1,5623	0,958 -
	52′	1,5638	0,890 -
	43° 0′	1,5652	0,830 -
	7′	1,5665	0,778 -
H_α	17° 48′ 55″	1,56669	0,768 μ
C	17° 57′ 40″	1,57119	0,6563 -
D	18° 5′ 32″	1,57524	0,5892 -
Tl_α	18° 14′ 15″	1,57973	0,5349 -
Cd 1a	18° 19′ 37″	1,58247	0,5086 -

Linie	δ	n	λ
F	18° 24′ 50″	1,58515	0,4861 μ
Cd 1b	18° 26′ 25″	1,58594	0,4800 -
Cd 1c	18° 29′ 52″	1,58772	0,4678 -
H_γ	18° 41′ 12″	1,59355	0,4340 -
Cd	23° 44′ 18″	1,61389	0,361066 μ
-	24° 2′ 22″	1,62008	0,346633 -
-	24° 11′ 30″	1,62320	0,340374 -
-	24° 35′ 28″	1,63134	0,326117 -
-	25° 1′ 57″	1,64024	0,313329 -
-	25° 14′ 50″	1,64453	0,308103 -
-	25° 43′ 24″	1,65397	0,298075 -

7. O. 469. Schweres Silicat-Flint.

Brechender Winkel: $\varphi = 29^\circ 56' 41''$.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,326117 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel II g_1 und g_2.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 60^\circ 0'$	47° 27′	1,6122	2,502 μ
	48′	1,6160	2,090 -
	48° 9′	1,6194	1,790 -
	27′	1,6225	1,566 -
	41′	1,6248	1,392 -
	52′	1,6269	1,252 -
	49° 3′	1,6286	1,138 -
	13′	1,6306	1,045 -
	24′	1,6323	0,965 -
	34′	1,6340	0,896 -
	46′	1,6360	0,836 -
	58′	1,6380	0,784 -
K_α	20° 7′ 57″	1,63820	0,768 μ
C	20° 20′ 7″	1,64440	0,6563 -
D	20° 30′ 50″	1,64985	0,5892 -
Tl_α	20° 42′ 55″	1,65601	0,5349 -
Cd 1a	20° 50′ 22″	1,65979	0,5086 -
F	20° 58′	1,66367	0,4861 -
Cd 1b	21° 16′	1,66482	0,4800 -
Cd 1c	21° 5′ 1″	1,66725	0,4678 -
H_γ	21° 21′ 30″	1,67561	0,4340 -
Cd	28° 24′ 13″	1,70536	0,361066 μ
-	28° 55′ 30″	1,71485	0,346633 -
-	29° 11′ 34″	1,71968	0,340374 -
-	29° 54′ 45″	1,73245	0,326117 -

8. O. 500. Schweres Silicat-Flint (schwach gelblich gefärbt).

Brechender Winkel: $\varphi = 29^0\ 56'\ 28''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,340374 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 4.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel II h_1 und h_2.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 59^0\ 59'$	57° 8′	1,7070	2,316 μ
	35′	1,7110	1,932 -
	57′	1,7144	1,657 -
	58° 20′	1,7176	1,449 -
	37′	1,7200	1,278 -
	54′	1,7227	1,159 -
	59° 11′	1,7250	1,054 -
	27′	1,7274	0,966 -
	46′	1,7303	0,892 -
	60° 4′	1,7329	0,828 -
	24′	1,7359	0,773 -
	44′	1,7387	0,724 -
K_α	23° 19′ 27″	1,73530	0,768 μ
C	23° 36′ 7″	1,74368	0,6563 -
D	23° 51′ 17″	1,75130	0,5892 -
Tl_α	24° 8′ 30″	1,75995	0,5349 -
Cd 1a	24° 19′ 22″	1,76539	0,5086 -
F	24° 30′ 22″	1,77091	0,4861 -
Cd 1b	24° 33′ 40″	1,77256	0,4800 -
Cd 1c	24° 40′ 45″	1,77609	0,4678 -
H_γ	25° 4′ 35″	1,78800	0,4340 -
Cd	36° 13′ 21″	1,83263	0,361066 μ
-	37° 16′ 50″	1,84731	0,346633 -
-	37° 50′ 44″	1,85487	0,340374 -

9. S. 163. Schwerstes Silicat-Flint (stark gelb gefärbt).

Brechender Winkel: $\varphi = 29^0\ 55'\ 8''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: $H\gamma = 0{,}4340\ \mu$.
Anzahl der benutzten Platten: 0.
Kurve $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel II i.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 45^0 0'$	43° 50′	1,8289	2,368 μ
	44° 8′	1,8337	1,975 -
	23′	1,8381	1,692 -
	37′	1,8418	1,481 -

Linie	ϑ	n	λ
Nach Rubens $\varphi = 45^\circ\ 0'$	49′	1,8446	1,316 μ
	45° 2′	1,8483	1,185 -
	14′	1,8515	1,085 -
	25′	1,8542	0,978 -
	38′	1,8579	0,912 -
	52′	1,8616	0,846 -
	46° 8′	1,8660	0,790 -
	22′	1,8696	0,740 -
K_α	27° 42′ 22″	1,86702	0,768 μ
C	28° 6′ 30″	1,87893	0,6563 -
D	28° 28′ 55″	1,88995	0,5892 -
Tl_α	28° 54′ 40″	1,90262	0,5349 -
F	29° 27′ 55″	1,91890	0,4861 -
H_γ	30° 21′ 12″	1,94493	0,4340 -

10. O. 1442. Sehr schweres Baryt-Crownglas.

Brechender Winkel: $\varphi = 28^\circ\ 9'$.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,313329 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIf.

Linie	ϑ	n	λ
	Das Ultrarote ist nicht bestimmt		
K_α	17° 43′ 55″	1,60277	0,768 μ
C	17° 50′ 35″	1,60644	0,6563 -
D	17° 58′ 15″	1,60956	0,5892 -
Tl_α	18° 2′ 20″	1,61292	0,5349 -
Cd 1a	18° 6′ 12″	1,61504	0,5086 -
F	18° 9′ 52″	1,61706	0,4861 -
Cd 1b	18° 11′ 2″	1,61770	0,4800 -
Cd 1c	18° 13′ 15″	1,61891	0,4678 -
H_γ	18° 21′ 2″	1,62320	0,4340 -
Cd	22° 24′ 15″	1,63683	0,316066 μ
-	22° 34′ 20″	1,64077	0,346633 -
-	22° 39′ 18″	1,64271	0,340374 -
-	22° 51′ 44″	1,64754	0,326117 -
-	23° 4′ 38″	1,65254	0,313329 -

11. O. 1398. Alkalihaltiges Baryt-Blei-Glas.
Brechender Winkel: $\varphi = 28^0\ 7'\ 40''$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,308103 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 3.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIg.

Linie	δ	n	λ
	Das Ultrarote ist nicht bestimmt.		
K_α	$16^0\ 52'\ 50''$	1,57508	0,768 μ
C	$17^0\ \ 32''$	1,57934	0,6563 -
D	$17^0\ 6'\ 50''$	1,58282	0,5892 -
Tl_α	$17^0\ 14'\ 12''$	1,58689	0,5349 -
Cd 1a	$17^0\ 18'\ 47''$	1,58941	0,5086 -
F	$17^0\ 23'\ 5''$	1,59178	0,4861 -
Cd 1b	$17^0\ 24'\ 31''$	1,59257	0,4800 -
Cd 1c	$17^0\ 27'\ 26''$	1,59419	0,4678 -
H_γ	$17^0\ 36'\ 30''$	1,59920	0,4340 -
Cd	$21^0\ 32'\ 15''$	1,61691	0,361066 μ
-	$21^0\ 45''\ 44''$	1,62228	0,346633 -
-	$21^0\ 52''\ 22''$	1,62492	0,340374 -
-	$22^0\ 9'\ 25''$	1,63166	0,326117 -
-	$22^0\ 28'\ 18''$	1,63908	0,313329 -
-	$22^0\ 37'\ 15''$	1,64258	0,308103 -

12. O. 1230. *Siehe oben Seite 30.*

13. O. 1250.
Brechender Winkel: $\varphi = 28^0\ 8'$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,298075 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 3.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIi.

Linie	δ	n	λ
	Das Ultrarote ist nicht bestimmt.		
K_α	$15^0\ 3'\ 7''$	1,51410	0,768 μ
C	$15^0\ 9'\ 5''$	1,51742	0,6563 -
D	$15^0\ 14'\ 30''$	1,52046	0,5892 -
Tl_α	$15^0\ 20'\ 15''$	1,52363	0,5349 -
Cd 1a	$15^0\ 23'\ 55''$	1,52567	0,5086 -
F	$15^0\ 27'\ 15''$	1,52752	0,4861 -
Cd 1b	$15^0\ 28'\ 32''$	1,52824	0,4800 -
Cd 1c	$15^0\ 30'\ 45''$	1,52946	0,4678 -
H_γ	$15^0\ 37'\ 50''$	1,50341	0,4340 -

Linie	δ	n	λ
Cd	18° 43′ 2″	1,54726	0,361066 μ
-	18° 52′ 40″	1,55132	0,346633 -
-	18° 57′ 23″	1,55330	0,340374 -
-	19° 9′ 29″	1,55838	0,326117 -
-	19° 22′ 30″	1,56381	0,313329 -
-	19° 28′ 32″	1,56632	0,308103 -
-	19° 41′ 38″	1,57176	0,298075 -

III. Flüssigkeiten.

Zur Untersuchung der Flüssigkeiten diente mir ein Flüssigkeitsprisma, dessen Kern aus mattgeschliffenem schwarzem Glase bestand, während seine Verschlussflächen aus zwei aufgekitteten planparallelen Flussspathplatten bestanden. Die Durchbohrung hatte einen Durchmesser von 15 mm. Das Prisma war nach meinen Angaben in der Werkstätte von Carl Zeiss in Jena in tadelloser Ausführung hergestellt.

Die Temperaturen wurden durch Eintauchen eines feinen Thermometers in die Einfüllöffnung des Prismas bestimmt. Das benutzte Thermometer war mit Hülfe einiger Normalinstrumente für den benutzten Intervall kalibriert. Die angegebenen Temperaturen sind die Mittel aus den vor und nach jeder Aufnahme beobachteten Werten.

1. Wasser.

Temperatur: 21,7°.

Brechender Winkel: 29° 56′ 20″.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,223993 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 4.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIc.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens (12^0) $\varphi = 60° 12'$	22° 47′	1,3210	1,256 μ
	56′	1,3230	1,130 -
	23° 3′	1,3245	1,028 -
	9′	1,3258	0,943 -
	14½′	1,3270	0,871 -
	20′	1,3282	0,808 -
	24′	1,3291	0,755 -
	28′	1,3299	0,708 -

Linie	δ	n	λ
K_α	10° 12′ 35″	1,32881	0,768 μ
C	10° 16′ 37″	1,33094	0,6563 -
D	10° 20′ 20″	1,33292	0,5892 -
Tl_α	10° 23′ 57″	1,33482	0,5349 -
Cd 1a	10° 26′ 3″	1,33593	0,5086 -
F	10° 28′ 2″	1,33698	0,4861 -
Cd 1b	10° 28′ 47″	1,33737	0,4800 -
Cd 1c	10° 29′ 59″	1,33801	0,4678 -
H_γ	10° 34′ 20″	1,34031	0,4340 -
Cd	12° 18′ 55″	1,34733	0,361066 μ
-	12° 23′ 43″	1,34940	0,346633 -
-	12° 25′ 57″	1,35036	0,340374 -
-	12° 31′ 44″	1,35285	0,326117 -
-	12° 37′ 45″	1,35544	0,313329 -
-	12° 40′ 27″	1,35659	0,308103 -
-	12° 46′ 14″	1,35907	0,298075 -
-	12° 52′ 42″	1,36184	0,288088 -
-	12° 55′ 46″	1,36315	0,283701 -
-	13° 1′ 25″	1,36556	0,276399 -
-	13° 8′ 57″	1,36877	0,267765 -
-	13° 12′ 37″	1,37033	0,263963 -
-	13° 18′ 44″	1,37293	0,258033 -
-	13° 30′ 44″	1,37802	0,232935 -
-	13° 53′ 0″	1,38741	0,231295 -
-	14° 4′ 15″	1,39213	0,223993 -

2. Benzol.

Temperatur: 20,2°.

Brechender Winkel: 29° 56′ 20″.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,281866 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 4.

Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel III d.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens (12^0) $\varphi = 60° 12'$	39° 54½′	1,4832	1,850 μ
	59½′	1,4840	1,621 -
	36° 4½′	1,4849	1,439 -
	10′	1,4861	1,297 -
	15′	1,4870	1,178 -
	21′	1,4882	1,080 -
	28′	1,4896	0,997 -
	34′	1,4907	0,926 -
	42′	1,4922	0,864 -
	49½′	1,4938	0,810 -

Linie	δ	n	λ
K_α	15° 21′ 15″	1,49066	0,768 μ
C	15° 31′ 22″	1,49592	0,6563 -
D	15° 40′ 15″	1,50054	0,5892 -
Tl_α	15° 50′ 42″	1,50596	0,5349 -
Cd 1a	15° 57′ 22″	1,50941	0,5086 -
F	16° 3′ 15″	1,51245	0,4861 -
Cd 1b	16° 5′ 40″	1,51372	0,4800 -
Cd 1c	16° 9′ 47″	1,51584	0,4678 -
H_γ	16° 23′ 20″	1,52287	0,4340 -
Cd	20° 39′ 59″	1,54845	0,361066 μ
-	21° 1′ 32″	1,55639	0,346633 -
-	21° 12′ 11″	1,56029	0,340374 -
-	21° 40′ 21″	1,57054	0,326117 -
-	22° 11′ 7″	1,58161	0,313329 -
-	22° 25′ 45″	1,58683	0,308103 -
-	22° 58′ 9″	1,59829	0,298075 -
-	23° 37′ 28″	1,61201	0,288088 -
-	23° 57′ 45″	1,61900	0,283701 -
-	24° 15′ 22″	1,62503	0,281866 -

3. Xylol.

Temperatur: 19,7°.
Brechender Winkel: $\varphi = 29° 56′ 20″$.
Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,298075 μ.
Anzahl der benutzten Platten: 4.
Kurve: $n = f(\lambda)$. Siehe Tafel IIIe.

Linie	δ	n	λ
Nach Rubens ($14°$) $\varphi = 60° 12′$	35° 17½′	1,4760	1,881 μ
	22′	1,4768	1,645 -
	26′	1,4775	1,461 -
	31½′	1,4784	1,316 -
	36½′	1,4795	1,195 -
	43′	1,4808	1,096 -
	50′	1,4822	1,012 -
	56′	1,4834	0,940 -
	36° 2′	1,4845	0,878 -
	8½′	1,4857	0,823 -

Linie	δ	n	λ
K_α	15° 12′ 12″	1,48596	0,768 μ
C	15° 21′ 35″	1,49083	0,6563 -
D	15° 29′ 35″	1,49499	0,5892 -
Tl_α	15° 39′ 5″	1,49992	0,5349 -
Cd 1a	15° 44′ 57″	1,50298	0,5086 -
F	15° 50′ 40″	1,50594	0,4861 -
Cd 1b	15° 52′ 37″	1,50694	0,4800 -
Cd 1c	15° 56′ 20″	1,50888	0,4678 -
H_γ	16° 8′ 50″	1,51536	0,4340 -
Cd	20° 14′ 42″	1,53905	0,361066 μ
-	20° 34′ 29″	1,54641	0,346633 -
-	20° 44′ 28″	1,55010	0,340374 -
-	21° 10′ 14″	1,55958	0,326117 -
-	21° 39′ 14″	1,57013	0,313329 -
-	21° 52′ 59″	1,57510	0,308103 -
-	22° 23′ 42″	1,58610	0,298075 -

4. Schwefelkohlenstoff.

Für das ultrarote und sichtbare Gebiet bis $H\gamma$ verweise ich auf die Rubenssche Arbeit. Jenseits $H\gamma$ macht die Absorption jede weitere Bestimmung unmöglich. Schon W. A. Miller macht darauf aufmerksam, dass die sehr starke Dispersion des Schwefelkohlenstoffs im sichtbaren Gebiet durch die Nähe seiner Absorptionsbande im Ultraviolett seine Erklärung finde.

Auch für die folgende der untersuchten Substanzen α-Monobromnaphtalin, welche eine ganz besonders grosse Dispersion im sichtbaren Gebiet zeigt, war deshalb im Ultravioletten kein grosser Erfolg zu erwarten. Der Versuch zeigt diese Erwartung durchaus bestätigt.

5. α-Monobromnaphtalin.

Temperatur: 20,6°.

Brechender Winkel: 29° 56′ 20″.

Kleinste erreichte Wellenlänge: Cd 0,361066 μ.

Anzahl der benutzten Platten: 3.

Die Kurve wurde wegen der ausserordentlichen Dispersion nicht wiedergegeben.

Linie	δ	n	λ
	Ultrarot nicht bestimmt		
K_α	20° 10′ 30″	1,62961	0,768 μ
C	20° 28′ 27″	1,64366	0,6563 -
D	20° 45′ 50″	1,65762	0,5892 -
Tl_α	21° 6′ 7″	1,66796	0,5349 -
F	21° 32′ 42″	1,68142	0,4861 -
H_γ	22° 16′ 42″	1,70371	0,4340 -
Cd	32° 4′ 4″	1,76927	0,361066 μ

Das α-Monobromnaphtalin war dasselbe, wie es von der Firma Carl Zeiss in Jena zu mikroskopischen Zwecken verwendet wird und als solches von Dr. Th. Schuchardt in Görlitz bezogen.

§ 7. Reduktion der Indices auf den luftleeren Raum.

Die oben gegebenen Werte der Brechungsexponenten beziehen sich auf das Medium, in welchem sie beobachtet sind, also auf atmosphärische Luft von Zimmertemperatur und ca. 760 mm Quecksilberdruck. Um sie auf den luftleeren Raum zu reducieren, müsste man sie noch mit den entsprechenden Brechungsexponenten für Luft im Vakuum multiplicieren. Nach den neuerdings veröffentlichten Untersuchungen der Herren Kayser und Runge[1]), würde so die Dispersion der Luft eine Korrektion bedingen, die bei meinen Werten zwischen 3 und 5 Einheiten der vierten Stelle liegt.

Sie darf also durchaus nicht ausser Acht gelassen werden, wenn man die Indices der untersuchten Substanzen aufs Vakuum beziehen will. Ich gebe daher unten eine Korrektionstabelle, welche ich nach den Bestimmungen der Herren Kayser und Runge berechnet habe. Sie ermöglicht ohne Weiteres für jede Wellen-

[1]) Kayser und Runge: „Die Dispersion der Luft.“ Anhang zu den Abh. der Berliner Akademie (1893) p. 28.

länge und jeden Index meiner Beobachtungstabellen die nötige additive Korrektion abzulesen. Die Berechnung ist nach den von den Herren Kayser und Runge für Luft von 16° und 760 mm Barometerstand angegebenen Werten gemacht, kommt also den wirklichen Verhältnissen bei meinen Beobachtungen hinreichend nahe.

Die erste Spalte zeigt die Wellenlänge, die zweite dazu den graphisch interpolierten Wert von $(n-1)\,10^7$ für Luft (von 16° C. und 760 mm Quecksilberdruck) im Vakuum. Die weiteren Kolumnen geben zu jedem an ihrer Spitze verzeichneten Wert eines Brechungsexponenten meiner Beobachtungstabellen die Korrektion $d \cdot 10^5$, die hinzuzufügen ist, um meine Werte auf den luftleeren Raum zu reducieren.

λ	$(n-1)\,10^7$	1,30	1,40	1,50	1,60	1,70	1,80
0,60 μ	2755	35,8	38,5	41,4	44,2	46,7	49,7
0,50 -	2774	36,0	36,0	41,7	44,5	47,1	50,0
0,40 -	2809	36,5	36,5	42,2	45,0	47,7	50,6
0,35 -	2842	36,9	36,9	42,7	45,6	48,3	51,3
0,30 -	2895	37,6	40,4	43,5	46,3	49,1	52,2
0,25 -	2995	38,9	41,8	45,0	48,0	50,8	54,0
0,23 -	3060	39,7	42,7	46,0	49,0	51,8	55,1

§ 8. Schluss.

Die Resultate lassen erkennen, dass die untersuchten Substanzen bezüglich ihrer Dispersion ganz den Charakter zeigen, wie er durch die Dispersionsformeln von Briot, Cauchy und Ketteler[1]) vorgezeichnet ist. Es ist daher anzunehmen, dass sich durch geeignete Wahl der Konstanten die genannten Dispersionsformeln mit dem nunmehr vorhandenem ausgedehnten Beobachtungsmaterial werden verificieren lassen. Zu einer solchen Verifikation, welche aus dem Rahmen dieser Untersuchungen herausfällt, sind, wie mir bekannt ist, Arbeiten eingeleitet.

[1]) Ketteler, Wied. Ann. 30, p. 299 (1887).

Die vorstehende Untersuchung ist vom Winter 1892/93 bis Winter 1893 im physikalischen Institut der Universität Berlin ausgeführt. Es sei mir hier gestattet, Herrn Geh. Rat Prof. Dr. Kundt meinen herzlichsten Dank auszusprechen für die anregende Unterstützung, die er meinen Arbeiten durch seinen Rat und sein Interesse hat zu Teil werden lassen. In gleicher Weise bin ich den Herren Dr. Arons und Dr. Rubens für ihre Unterstützung durch Rat und That verpflichtet.

Thesen.

I.

Als Beobachtungsmittel bei Erforschung des ultravioletten Strahlengebiets ist die Photographie der Fluorescenz weit überlegen.

II.

Entsprechend dem grundlegenden Einfluss, welchen die Entwicklung der Naturwissenschaften auf die Gestaltung der Anschauungen, wie der wirtschaftlichen und socialen Verhältnisse hat, sollte der Geschichte der Naturwissenschaften im Geschichtsunterricht ein viel breiterer Raum eingeräumt werden, wie bisher.

III.

Vom ethischen Standpunkt betrachtet, kann der durch den Aufschwung der Naturwissenschaften errungene moderne Kulturzustand einstweilen als Fortschritt noch nicht bezeichnet werden.

Vita.

Natus sum Hermannus Theodorus Simon in oppidulo, quod dicitur Kirn, Kal. Jan. anno h. s. LXX patre Theodoro, matre Catharina, de gente Creutzer.

Fidei addictus sum evangelicae. Primis litterarum elementis in gymnasio Crucenaciensi imbutus et maturitatis testimonio instructus vere anni h. s. LXXXIX universitatem Heidelbergensem adii, ut studiis quae ad rerum naturam spectant me traderem.

Tribus semestribus peractis morbo per unum annum a studiis abesse coactus sum.

Sanitate restituta autumno anni h. s. LXXXXI numero civium universitatis Berolinensis adscriptus studiis mathematicis physicis philosophicis operam dare perrexi.

Quo tempore cum lectionibus clarissimorum virorum tum in laboratorio physico instruente Kundt observationibus adfui.

Per octo semestria docuerunt me viri doctissimi in universitate Heidelbergensi: Brühl, Krafft, V. Meyer.

In universitate Berolinensi: de Bezold, Blasius, du Bois-Reymond, Friedheim, de Gizycki, Grimm, de Helmholtz, Hettner, Knoblauch, Kundt, Landolt, Oldenberg, Pinner, Planck, Pringsheim, Zeller.

Quibus omnibus viris optime de me meritis inprimis autem viro illustrissimo, qui me liberalissime adiuvit, Kundt, summas gratias ago semperque habebo.

Fig. 1.
Cd-Spektrum
Wasserprisma.

Fig. 2.
Zn-Spektrum
Quarzprisma.

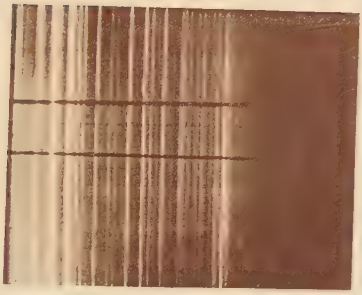


Fig. 3. (Vergrösserung von Fig. 1.)

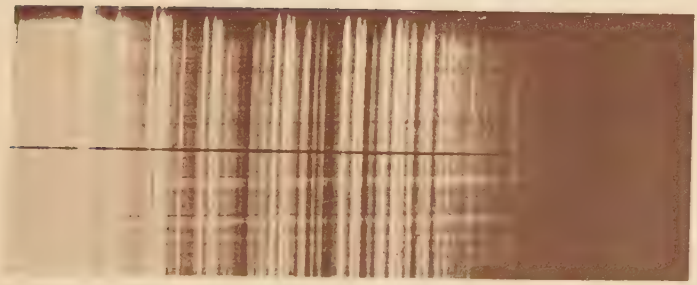


Fig. 4. (Vergrösserung von Fig. 2.)

Für S. 204	Kurve a	$n = 1{,}50 + \varepsilon$
„ O. 1151	„ b	$n = 1{,}50 + \varepsilon$
„ O. 1092	„ c	$n = 1{,}51 + \varepsilon$
„ S. 179	„ d	$n = 1{,}55 + \varepsilon$
„ O. 1143	„ e	$n = 1{,}55 + \varepsilon$
„ O. 451	„ f	$n = 1{,}56 + \varepsilon$
„ O. 469	„ g_1	$n = 1{,}61 + \varepsilon$
	„ g_2	$n = 1{,}66 + \varepsilon$
„ O. 500	„ h_1	$n = 1{,}73 + \varepsilon$
	„ h_2	$n = 1{,}77 + \varepsilon$
„ S. 163	„ i	$n = 1{,}86 + \varepsilon$

Lith. Anst. u. Steindr. v. C. L. Keller, Berlin S.

Tafel III.

Für Quarz	Kurve	a_1	$n = 1{,}53 + \sigma$
		a_2	$n = 1{,}58 + \sigma$
„ Fluorit	„	b	$n = 1{,}43 + \sigma$
„ Wasser	„	c	$n = 1{,}31 + \sigma$
„ Benzol	„	d_1	$n = 1{,}49 + \sigma$
		d_2	$n = 1{,}54 + \sigma$
„ Xylol	„	e_1	$n = 1{,}48 + \sigma$
		e_2	$n = 1{,}53 + \sigma$
„ 01472	„	f	$n = 1{,}57 + \sigma$
„ 01398	„	g	$n = 1{,}56 + \sigma$
„ 01230	„	h	$n = 1{,}55 + \sigma$
„ 01250	„	i	$n = 1{,}49 + \sigma$

Lith. Anst. u. Steindr. v. C. L. Keller, Berlin S.